



**Etude du calorimètre électromagnétique
silicium-tungstène du concept de détecteur ILD pour
l'ILC et mesure de la masse du boson de Higgs dans le
canal $e^+e^- \rightarrow Z H \rightarrow e^+e^- + X$**

Laurent Morin

► **To cite this version:**

Laurent Morin. Etude du calorimètre électromagnétique silicium-tungstène du concept de détecteur ILD pour l'ILC et mesure de la masse du boson de Higgs dans le canal $e^+e^- \rightarrow Z H \rightarrow e^+e^- + X$. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2010. Français. NNT: . tel-00482604

HAL Id: tel-00482604

<https://theses.hal.science/tel-00482604>

Submitted on 11 May 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'Université Joseph Fourier

Spécialité : **Physique pour l'instrumentation**

préparée au **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble**

dans le cadre de l'École Doctorale **de Physique de Grenoble**

présentée et soutenue publiquement

par

Laurent MORIN

le 5 février 2010

Titre :

Étude du calorimètre électromagnétique silicium-tungstène du concept de détecteur ILD pour l'ILC et mesure de la masse du boson de Higgs dans le canal $e^+e^- \rightarrow Z H \rightarrow e^+e^- + X$

Directeur de thèse : **Jean-Yves Hostachy**

Soutenue le 5 février 2010 devant le jury composé de :

M. Johann Collot,	Président du jury
M. Driss Benchekroun,	Rapporteur
M. Imad Laktineh,	Rapporteur
M. Catherine Adloff,	Examineur
M. Cristina Carloganu,	Examineur
M. Serge Kox,	Examineur
M. Jean-Yves Hostachy,	Directeur de thèse

*À ma mère,
à mon père,
et à Margarita.*

Remerciements

Je remercie tout d'abord le directeur actuel et l'ex-directeur du LPSC, Serge Kox et Johann Collot pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

Je voudrais remercier à nouveau Johann Collot pour avoir présidé mon jury de thèse et Serge Kox pour sa participation comme examinateur. Je remercie également Messieurs Driss Benchekroun et Imad Laktineh qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce travail ainsi que Mesdames Catherine Adloff et Cristina Carloganu pour leur participation à mon jury de thèse. Je voudrais également remercier tous les membres de mon jury pour la lecture attentive de mon document ainsi que pour leurs suggestions.

Je remercie vivement Jean-Yves Hostachy mon directeur de thèse pour son attention et sa disponibilité ainsi que pour ses nombreux conseils.

Je souhaite remercier tout le groupe ATLAS-ILC-D0 du LPSC et en particulier Arnaud Lucotte pour son aide précieuse pour la préparation et les répétitions de ma soutenance.

Merci aussi à tous ceux qui ont croisé ma route pendant ces quelques années ; merci à Daniel Dzahini, Denis Grondin, Fatah-Ellah Rarbi, Arona Coly, Mahfoud Yamouni, Julien Labbé, Florent Chevallier et Kaloyan Krastev.

Table des matières

Remerciements	v
Table des matières	vii
Introduction	xi
1 Le modèle standard	1
1 Les interactions fondamentales	1
1.1 L'interaction électromagnétique	1
1.2 L'interaction forte	1
1.3 L'interaction faible	2
1.4 L'interaction gravitationnelle	2
2 Le modèle standard	2
2.1 Les fermions	3
2.2 Les bosons	3
3 Le boson de Higgs	3
4 Au-delà du modèle standard	5
2 Le collisionneur linéaire ILC	7
1 Pourquoi un collisionneur linéaire ?	7
2 Caractéristiques générales	8
3 Les cavités accélératrices	9
4 La source d'électrons	10
5 La source de positrons	11
6 L'anneau de stockage et d'amortissement	12
7 LINAC et optique de faisceau	12
3 Le détecteur ILD	15
1 Le "Particle Flow Algorithm"	15
2 Le trajectographe	18
2.1 Contribution du LPSC Grenoble au détecteur à pixels (VTX)	19
3 La calorimétrie électromagnétique	22
3.1 Contribution du LPSC-Grenoble au calorimètre EM	24
4 Le calorimètre hadronique	27
5 La calorimétrie avant	29
6 Le solénoïde	29

7	Le détecteur de muons	31
4	Tests en faisceau du prototype de calorimètre électromagnétique	33
1	Introduction	33
1.1	Description du prototype	33
1.2	Présentation de la ligne de faisceau du CERN	36
2	Acquisition et étalonnage	36
3	Sélection des électrons	40
4	Résolution en énergie	45
4.1	Reconstruction de l'énergie	45
4.2	Étude des effets dus aux anneaux de gardes	47
4.3	Linéarité	49
4.4	Mesure de la résolution en énergie	51
5	Correction des effets dus aux anneaux de gardes	53
5.1	Méthodes des fonctions de correction	53
5.2	Méthodes des cellules virtuelles	60
5.3	Conclusion sur l'ensemble des méthodes de correction	69
6	Résolution en position	70
6.1	La trajectoire de référence	70
6.2	La trajectoire issue du calorimètre	71
7	Mesure de la résolution en position	71
5	Mesure de la masse du boson de Higgs grâce à la masse de recul	83
1	Introduction	83
2	Production des simulations	84
3	L'analyse	85
3.1	Principe de la reconstruction	85
3.2	Le bruit de fond du modèle standard	85
3.3	La pré-sélection	86
3.4	La sélection	89
3.5	Mesure de la masse	93
3.6	Conclusion	97
	Conclusion	99
A	Higgs : section efficace de production et distribution angulaire	103
1	Section efficace de production du boson de Higgs	103
2	Distribution angulaire	104
B	Paramètres du faisceau au point d'interaction	107
C	Exemples d'ajustements de fonction de correction	109
1	Axe X	109
2	Axe Y	112

Introduction

La physique des particules est aujourd'hui essentiellement décrite à partir du modèle standard. Les prédictions de celui-ci ont été vérifiées avec précision et font de ce dernier une grande réussite.

Le modèle standard est construit avec des particules sans masse ; le mécanisme qui donne une masse aux particules est appelé le mécanisme de Higgs (voir chapitre 1). C'est le couplage des particules au champ de Higgs qui leur confère, après brisure de la symétrie électrofaible, une masse. Malgré toutes les recherches effectuées le boson de Higgs issu de ce champ n'a pas encore été observé. L'exploitation du LHC ("Large Hadron Collider") et de ses détecteurs ATLAS et CMS permettront de répondre à la question de l'existence du boson de Higgs.

Pour compléter les découvertes futures du LHC un collisionneur leptonique est nécessaire. Les collisions leptoniques permettent une meilleure reconstruction de la cinématique initiale des réactions. Le LPSC (Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie) s'est lancé dans le projet ILC ("International Linear Collider") qui prévoit de construire un accélérateur linéaire e^+e^- avec une énergie dans le centre de masse de 90 jusqu'à 500 GeV avec la possibilité d'une future augmentation du nombre de cavités accélératrices permettant ainsi d'atteindre 1 TeV (voir chapitre 2). Pour répondre au défi des mesures de précision, une méthode de reconstruction nouvelle des événements a été développée le "Particle Flow Algorithm" (PFA) dont l'objectif est, telle une chambre à bulles, de reconstruire totalement et le plus finement possible les divers produits de réaction. L'identification des particules composant les jets permettra l'obtention d'une résolution des jets meilleure que $(30\%/\sqrt{E})$.

Pour répondre à ce défi un concept de détecteur appelé ILD ("International Large Detector") (chapitre 3) a été imaginé dans le but d'être optimisé pour le PFA. Ceci implique des contraintes fortes sur la conception des différents sous-détecteurs et notamment sur l'identification et la séparation des particules composant les gerbes dans les calorimètres. Ces contraintes imposent notamment une très grande granularité. Face à cette problématique inédite, un prototype de calorimètre électromagnétique silicium-tungstène (Si-W) avec des cellules de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ a été construit.

J'ai étudié les performances de ce prototype de détecteur soumis à des faisceaux tests au CERN (Genève) et à FERMILAB (près de Chicago, aux USA). Nous montrerons dans le chapitre 4 comment la mesure de paramètres décrivant la forme des

gerbes permet de discriminer les électrons des pions. Puis nous étudierons la linéarité de la réponse et la résolution en énergie du prototype soumis à des électrons. Nous détaillerons les différentes méthodes pour corriger les effets des non-uniformités dus aux zones non-instrumentées. Enfin nous déterminerons la résolution en position.

Finalement, dans le chapitre 5, pour mettre en évidence les potentialités du détecteur ILD aux mesures de précision, nous allons étudier la production associée du boson de Higgs avec le boson Z se désintégrant en paire e^+e^- . L'observation du boson de Higgs est alors indépendante de ses modes de désintégration (et par là même des modèles ou théories qui peuvent lui être associés). Une telle mesure, à partir du mode de production, n'est pas possible au LHC. La masse du boson de Higgs sera déduite de la masse de recul après la reconstruction du Z à partir de la paire e^+e^- . Cette mesure mettra en évidence la complémentarité entre l'ILC et le LHC.

Chapitre 1

Le modèle standard

1 Les interactions fondamentales

Grâce à de très nombreuses expériences, on a pu mettre en évidence que toutes les interactions entre les constituants de la matière découlent de quatre interactions fondamentales, dont l'une la gravitation est classiquement traitée dans un cadre purement géométrique de la relativité générale.

1.1 L'interaction électromagnétique

Elle intervient lorsque des particules chargées sont présentes comme pour l'électricité et le magnétisme ou lorsque des ondes électromagnétiques se propagent. De même l'optique est complètement expliquée et incluse dans l'électromagnétisme. De nombreuses propriétés de la matière ont des origines électromagnétiques comme par exemple la structure cristallographique et les raies d'émissions atomiques et moléculaires. En fait, à toutes les échelles supérieures à l'échelle atomique, seules subsistent l'interaction électromagnétique et l'interaction gravitationnelle.

Charge : charge électrique.

Portée : infinie.

1.2 L'interaction forte

Les atomes sont constitués d'un noyau chargé positivement et d'un nuage d'électrons formant un édifice neutre. La cohésion du noyau lui-même composé de particules chargées positivement les protons et de particules neutres les neutrons est assurée par l'interaction forte. Elle est à l'origine des réactions nucléaires et de la radioactivité alpha. De plus, elle décrit les protons et les neutrons comme étant composés chacun de 3 quarks.

Les particules "élémentaires" sensibles à l'interaction forte sont appelées hadrons et les autres sont nommées leptons.

Charge : charge de couleur.

Portée : très faible.

1.3 L'interaction faible

L'un des effets de cette force à notre échelle est la radioactivité β qui transforme par exemple un neutron libre en proton.

À l'échelle subatomique elle est aussi responsable de la désintégration de certaines particules des familles "lourdes" vers une famille plus légère.

Dans le cadre du modèle standard, l'électromagnétisme et l'interaction faible peuvent être décrites de manière commune par une interaction unifiée appelée interaction électrofaible.

Charge : isospin et hypercharge faibles.

Portée : très faible.

1.4 L'interaction gravitationnelle

Historiquement, elle est la première à avoir été mise en équations par Newton dans le but d'unifier la chute des corps et le mouvement des planètes.

Elle est négligeable aux petites échelles. Pour l'électron de l'atome d'hydrogène elle est 10^{33} fois inférieure à la force électromagnétique. De plus, elle s'accorde difficilement avec la mécanique quantique. Tout ceci fait qu'elle est absente du modèle standard car ses effets sont imperceptibles aux énergies de la physique des particules.

Charge : masse.

Portée : infinie.

2 Le modèle standard

Le modèle standard représente un consensus sur le meilleur modèle actuel pour la physique des particules. Son origine remonte aux années 1960 [1], c'est un modèle théorique qui s'est avéré robuste et qui est aujourd'hui bien vérifié par exemple dans le cadre des mesures de précision effectuées auprès du collisionneur e^+e^- du LEP au CERN.

Le modèle standard est défini par son contenu en particules et par de nombreux paramètres qui représentent par exemple les masses des particules. Son contenu en particules est divisé en deux catégories : les fermions (de spin demi-entier) qui sont les constituants ou les "briques" de la matière ; et les bosons (de spin entier) qui sont les "porteurs" ou les "médiateurs" des interactions. D'une façon plus imagée, ces derniers correspondent au "ciment" de la matière.

2.1 Les fermions

Les fermions sont les composants de la matière, ils sont eux-mêmes classés en deux catégories : 1) les leptons qui ne sont pas sensibles à l'interaction forte comme l'électron et les neutrinos, 2) les hadrons, sensibles à l'interaction forte. Les hadrons élémentaires sont appelés quarks. Les quarks sont dit confinés, car la charge de couleur R (Rouge), V (Verte) et B (Bleue) qu'ils portent doit être globalement "blanche" dans la particule qu'ils constituent, c'est-à-dire obtenue soit par l'association de trois quarks portant une combinaison des trois couleurs RVB soit par l'association d'un quark et d'un anti-quark portant une combinaison de couleur $\frac{1}{\sqrt{3}}(R\bar{R} + V\bar{V} + B\bar{B})$.

Il n'existe que 3 familles de fermions, voir tableau 1.1.

	Charge électrique	1ère famille	2ème famille	3ème famille
Lepton	0	neutrino-e	neutrino-mu	neutrino-tau
	1	électron	muon	tau
Quark	2/3	u	s	b
	-1/3	d	c	t

TAB. 1.1 – Les 3 familles de fermions

2.2 Les bosons

Les bosons "véhiculent" les interactions, c'est par l'échange de bosons que se transmettent les forces. On trouve :

- le photon de masse nulle, médiateur de l'électromagnétisme,
- les bosons vecteurs W^- , W^+ et Z^0 , médiateurs de l'interaction faible.
- les gluons de masse nulle, médiateurs de l'interaction forte.

3 Le boson de Higgs

Des symétries de jauge locales (symétries abstraites) assurent la "prédictivité" des théories à tous les ordres de grandeur quel que soit le processus physique mis en jeu. On dit que ces théories sont renormalisables [2]. Ces symétries nécessitent d'introduire des champs d'interaction dont par exemple le champ électromagnétique. Néanmoins, au départ, les symétries de jauge locale imposent que toutes les particules de notre univers doivent être de masse nulle.

Le mécanisme de Higgs [3] permet de redonner une masse aux particules grâce à l'introduction d'un champ supplémentaire dont le potentiel d'auto-interaction a la forme d'un "chapeau mexicain" ou d'un "fond de bouteille". Les états les plus bas en énergie (états dégénérés violant la symétrie d'origine) permettent lors de la transition (brisure de symétrie) aux différentes particules d'acquérir leur masse. Il

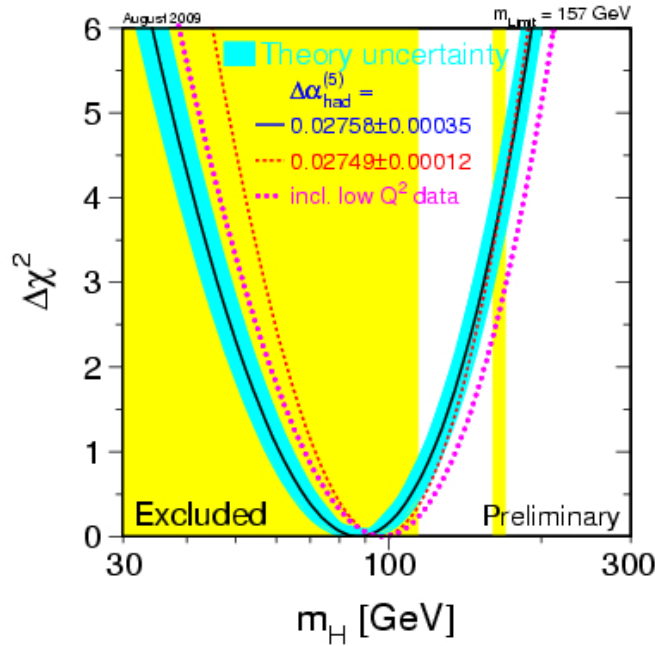


FIG. 1.1 – Prédictions du modèle standard concernant la masse du boson de Higgs (la région de gauche en jaune est exclue par les mesures du LEP [4] et l'étroite bande : 160 GeV à 170 GeV est exclue par les toutes dernières mesures effectuées au Tevatron [5])

a été démontré, qu'après cette brisure de symétrie, la théorie reste renormalisable c'est-à-dire prédictive à tous les ordres.

Le champ de Higgs a pour effet de structurer le vide et d'écranter la plupart des particules produisant ainsi un effet d'inertie et donc de masse qui résulte par conséquent d'un processus physique dynamique. Il est à rappeler que d'après l'équation d'Einstein $E = mc^2$, énergie et masse sont les deux faces d'une même entité, la masse étant en quelque sorte de l'énergie "cristallisée" due donc à l'effet d'écran-tage. Le champ de Higgs possède un degré de liberté quantique supplémentaire que l'on nomme le boson de Higgs.

La production du boson de Higgs ainsi que sa distribution angulaire dans le futur Collisionneur Linéaire International (ILC) font l'objet de l'annexe A.

Le boson de Higgs est une prédiction forte du modèle standard. Sa découverte permettrait de corroborer cette théorie qui jusqu'à présent n'a jamais pu être mise en défaut.

Les expériences du LEP (CERN) et du TEVATRON (USA) ont permis d'exclure et de contraindre l'espace des paramètres relatifs à l'existence du boson de Higgs en fixant notamment une limite inférieure sur sa masse, voir figure 1.1.

4 Au-delà du modèle standard

L'un des modèles les plus étudiés est le MSSM ("Minimal Supersymmetric Standard Model") [6] qui associe à chaque fermion un boson et réciproquement. L'avantage de ce modèle est qu'il fournit des candidats possibles pour la matière noire. La durée de vie du proton (supérieure à 10^{32} années), la valeur exacte de l'angle de mélange de Weinberg, le croisement des constantes de couplage des interactions forte, faible et électromagnétique à haute énergie en un point unique, le problème dit de hiérarchie de jauge (stabilité du Higgs etc., contrôlé grâce à des boucles entre fermions et bosons de signes opposés et qui donc s'auto-détruisent), se trouvent aussi naturellement résolus. Malheureusement il s'agit à chaque fois de présomptions et non d'une preuve déterminante.

L'introduction la plus simple (minimale) de la supersymétrie dans le modèle standard requiert 2 doublets de champs scalaires complexes de Higgs. Après brisure de symétrie elle conduit à l'existence de 5 bosons de Higgs : 2 chargés électriquement H^\pm et 3 neutres dont deux scalaires H^0 et h^0 et un pseudo-scalaire A^0 . La hiérarchie des masses hors corrections radiatives est la suivante [7] :

$$M_{H^\pm} \geq M_{W^\pm} ; M_{H^0} \geq M_Z ; M_{A^0} \geq M_{h^0} ; M_{Z^0} \geq M_{h^0}$$

On notera que les modèles supersymétriques introduisent de nombreux paramètres.

Il existe aussi des modèles qui introduisent des dimensions supplémentaires (en général minuscules et enroulées sur elles-mêmes) : théorie de Klein-Kaluza [8], théories des supercordes [9] ou des membranes. On pense que, durant l'ère de Planck, toutes les dimensions étaient enroulées, et avaient donc la taille caractéristique d'une dimension enroulée. Elles étaient prisonnières des cordes et certaines dimensions ont réussi à s'en libérer alors que les autres sont restées enroulées. Les dimensions dites étendues (celles que l'on perçoit) ont donc la taille de l'univers. L'existence de ces nouvelles dimensions pourrait être éventuellement mise en évidence indirectement mais aussi directement par l'ILC [10].

En résumé le modèle standard apparaît comme un formidable succès en physique des particules mais de nombreux indices suggèrent la présence d'une nouvelle physique qu'une machine comme l'ILC devrait permettre d'explorer.

Chapitre 2

Le collisionneur linéaire ILC

ILC signifie « International Linear Colider ». C'est un projet de collisionneur linéaire e^+e^- délivrant une énergie de 90 à 500 GeV dans une première étape puis jusqu'à 1 TeV dans une seconde si cela s'avère nécessaire.

1 Pourquoi un collisionneur linéaire ?

Quand le LHC démarrera ce sera l'accélérateur le plus puissant au monde jamais construit. Quant il atteindra son énergie nominale, l'énergie dans le centre de masse sera de 14 TeV avec des collisions proton-proton. C'est une machine à haute luminosité ($\simeq 2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) dédiée à la découverte du boson de Higgs et éventuellement à une nouvelle physique. Le LHC est limité intrinsèquement par la nature de son faisceau. Les protons sont des particules composites composés de trois quarks de valence, au milieu d'une mer de gluons et de paires de quark-antiquark. L'impulsion portée par le proton est donc répartie sur l'ensemble de ces composants. Lors d'une réaction, il y a une incertitude sur les particules élémentaires qui y ont participé et leur impulsion exacte n'est pas connue. L'autre inconvénient (sauf pour ceux qui étudient la QCD : "Quantum ChromoDynamics") est que le proton est sensible à l'interaction forte. Les événements de la nouvelle physique sont noyés dans le bruit de fond QCD qui est assez mal modélisé à haute énergie en raison de la difficulté des calculs. Bien qu'il ouvrira une fenêtre sur la physique à l'échelle du TeV, le LHC devra être complété par une machine dédiée aux mesures de précision et c'est ce que se propose de faire l'ILC.

L'ILC prend la suite d'une autre machine le LEP qui utilisait un faisceau d'électrons et de positrons jusqu'à 200 GeV dans les derniers mois de son fonctionnement en 2000. Les collisions e^+e^- n'ont pas les inconvénients du LHC et c'est pourquoi le LEP a pu faire des mesures sur les paramètres du modèle standard avec une très grande précision. L'ILC sera aussi une machine de découverte pour les particules inaccessibles au LHC.

Dans un accélérateur circulaire, les éléments du faisceau sont utilisés de nombreuses fois pour chaque particule ce qui en fait des machines plus économiques.

Malheureusement les électrons et les positrons (du fait de leur très faible masse) sont très sensibles à l'effet de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) et donc à haute énergie il devient très difficile d'utiliser un accélérateur e^+e^- circulaire. C'est pourquoi le choix s'est porté sur un accélérateur linéaire avec des cavités supraconductrices à haut gradient.

2 Caractéristiques générales

Une collaboration unifiée qui regroupe plusieurs régions (Asie, Europe, Amérique, Afrique) travaille sur un même projet : l'ILC. Le consensus c'est fait sur une machine pouvant atteindre les performances suivantes [11] (voir tableau 2.1) :

- une énergie de 200 à 500 GeV avec une précision inférieure à 0,1 % ;
- une luminosité d'environ $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et une disponibilité suffisante (75 %) pour produire 500 fb^{-1} pour les quatre premières années ;
- une polarisation des électrons supérieure à 80 % ;
- une polarisation des positrons à 30 % ;
- différentes options comme porter l'énergie à 1 TeV ou modifier la nature des collisions comme par exemple e^-e^- ou $\gamma\gamma$ ou augmenter la polarisation des positrons à 60 %.

L'ILC est un projet à long terme qui est actuellement dans la phase de recherche et de développement. Le calendrier de l'ILC (voir figure 2.1) prévoit la remise d'un TDR ("Technical Design Report"), rapport de conception technique, à la fin de 2012. Les premiers résultats du LHC seront très importants pour la conception finale du projet.

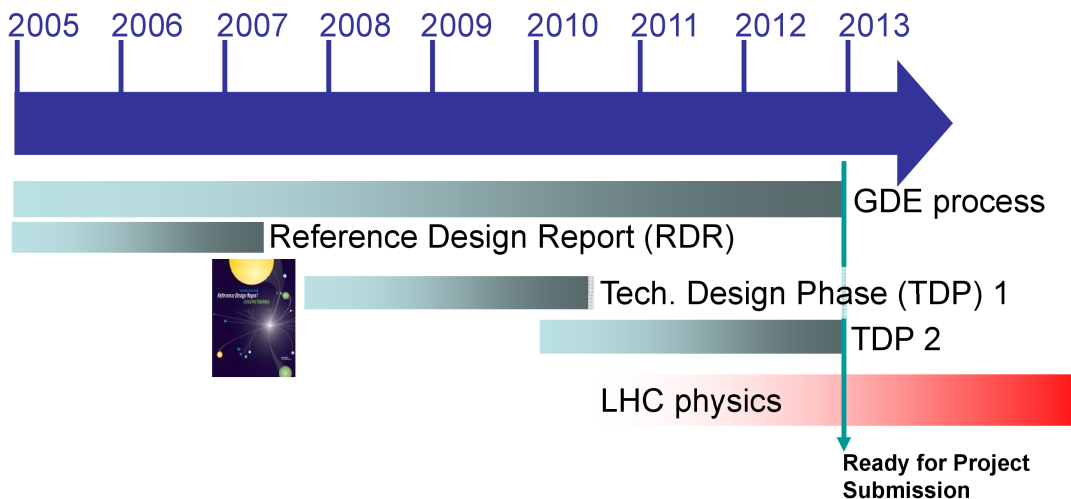


FIG. 2.1 – Agenda de la R&D ILC avant la remise du TDR

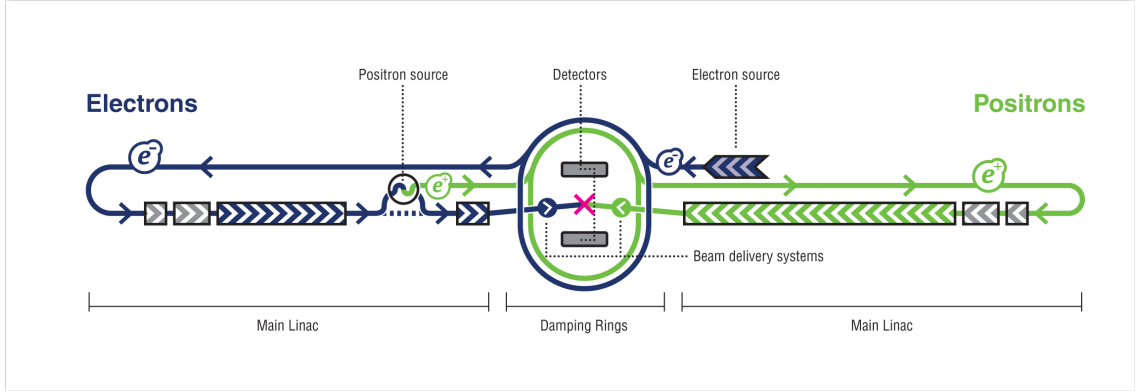


FIG. 2.2 – Schéma de l'ILC

Paramètre	Unité	
Énergie dans le centre de masse	GeV	200-500
Luminosité de pointe	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	2×10^{34}
Fréquence des trains d'électrons	Hz	5,0
Longueur des trains	ms	1
Nombre de paquets d'électrons par train		1000 - 5000
Charge par paquet	nC	1,6 - 3,2
Gradient accélérateur	MV/m	31,5
Impulsion radio-fréquence	ms	1,6
Puissance moyenne du faisceau	MW	10,8
Longueur de l'accélérateur	km	30

TAB. 2.1 – Principaux paramètres de l'ILC

Les principaux choix technologiques, notamment le type de cavité et le gradient nominal, ont été décidés. La collaboration a choisi des cavités supraconductrices en niobium avec un champ radiofréquence de 1,3 GHz.

Le fonctionnement de l'accélérateur est le suivant (voir figure 2.2) : une source d'électrons fournit un premier faisceau d'électrons polarisés ($> 80\%$) à 5 GeV, un anneau de stockage et d'amortissement façonne et stocke les paquets d'électrons, puis ils sont conduits jusqu'au LINAC ("LINEar particle ACcelerator") où ils sont accélérés jusqu'à leur énergie nominale. Les positrons suivent un chemin symétrique depuis leurs productions jusqu'au point d'interaction. Leur anneau de stockage est parallèle à celui des électrons.

3 Les cavités accélératrices

Les cavités accélératrices sont les composants principaux du LINAC qui amènent les particules à leur énergie nominale. Le choix des cavités a de lourdes conséquences

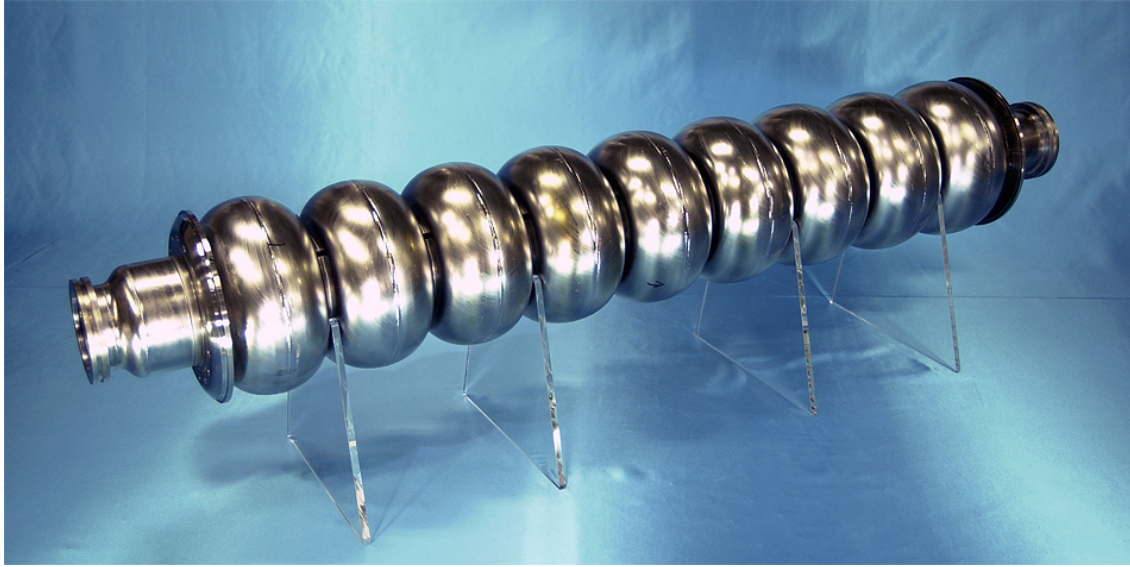


FIG. 2.3 – Premier prototype à 9 cellules développé par le KEK (Japon)

sur le coût du futur collisionneur. Il conditionne aussi bien les coûts du génie civil liés à la longueur des tunnels que le coût des cavités et de leur environnement (source RF), notamment au travers du paramètre le plus important qui est le gradient accélérateur de la cavité. Il détermine la taille des tunnels et le nombre de cavités.

Les particules sont accélérées par un champ radiofréquence en phase avec le paquet de particules de façon à ce que l'énergie cinétique des particules soit amplifiée par la géométrie de la cavité. Le champ RF sera donc en phase avec les particules et les accélérera. L'intensité du champ est limitée par l'apparition d'étincelles à haute intensité lorsque des électrons sont arrachés du métal. La recherche et le développement sur ces cavités a permis d'améliorer les performances d'un facteur 5 pour atteindre la valeur nominale de 31,5 MV/m. L'obtention de cette valeur a été rendue possible grâce à l'amélioration de la géométrie et surtout grâce au procédé d'électropolissage qui permet d'obtenir des états de surface excellents.

Le développement se poursuit en Europe, en Amérique et en Asie pour que la fabrication en série des cavités finales puisse se faire en parallèle (voir figure 2.3).

4 La source d'électrons

L'objectif de la source d'électrons (voir figure 2.4) est de pouvoir fournir l'intensité nécessaire pour atteindre la luminosité nominale en respectant la structure en temps du faisceau. Dans le faisceau, les électrons sont regroupés en trains de 2625 paquets, contenant chacun $2,0 \cdot 10^{10}$ électrons à 5 Hz avec une polarisation supérieure à 80 %.

Le faisceau polarisé d'électrons est produit par un laser illuminant une photo-

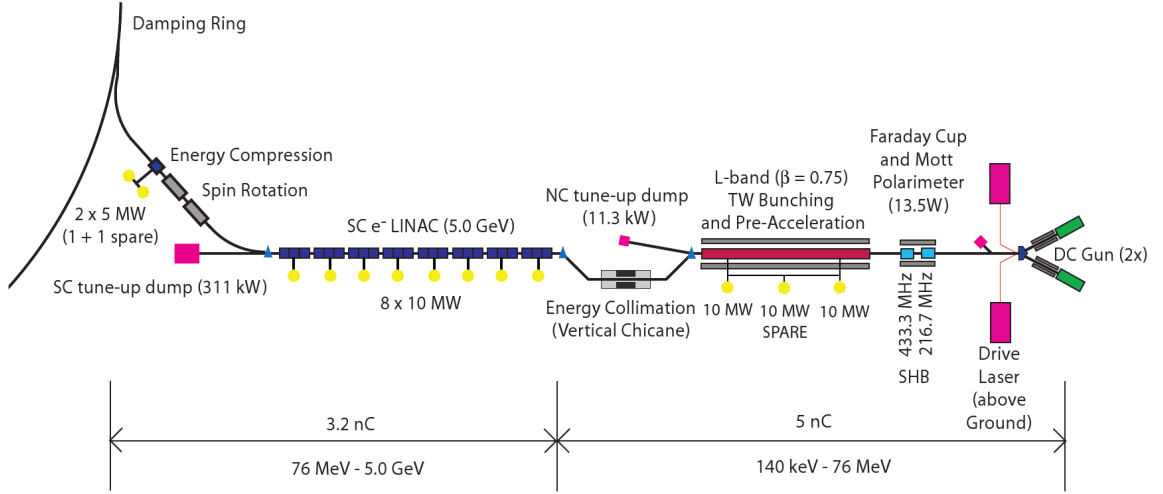


FIG. 2.4 – Schéma simplifié de la source d'électrons polarisés

cathode dédiée. Le faisceau est accéléré jusqu'à 76 MeV et les paquets sont formés par un système non-supraconducteur. Puis ils sont accélérés par un LINAC supraconducteur jusqu'à 5 GeV, ensuite un solénoïde redresse verticalement le spin des électrons. Les paquets sont enfin compressés énergétiquement et envoyés vers l'anneau de stockage.

5 La source de positrons

Les positrons de l'ILC seront fabriqués par photoproduction, c'est-à-dire par conversion de photons en paire électron-positron. La source envisagée [12] permet la polarisation du faisceau de positrons à 30 %. Pour cela des électrons de 150 GeV provenant du LINAC principal seront déviés vers un onduleur hélicoïdal. Les électrons voient un champ variable et émettent par rayonnement de freinage des photons gamma de l'ordre de 5-10 MeV (voir figure 2.5) polarisés circulairement. Cette polarisation est maximale pour les photons produits dans l'axe de l'onduleur. Quand un photon polarisé circulairement produit une paire électron-positron dans une cible métallique fine (épaisseur de l'ordre de $0,5 X_0$) la polarisation du photon est transférée aux leptons produits. Les positrons avec une énergie proche de l'énergie du photon incident sont presque totalement polarisés longitudinalement tandis que les positrons d'énergie inférieure ont une polarisation longitudinale inférieure. Les positrons vont être ensuite séparés des électrons et seront regroupés en paquets et accélérés par un dispositif identique à celui des électrons pour être enfin envoyés dans l'anneau de stockage et d'amortissement.

La fiabilité et l'intensité produite auront un rapport direct sur la luminosité finale. Pour garantir une fiabilité suffisante une source secondaire permettant de

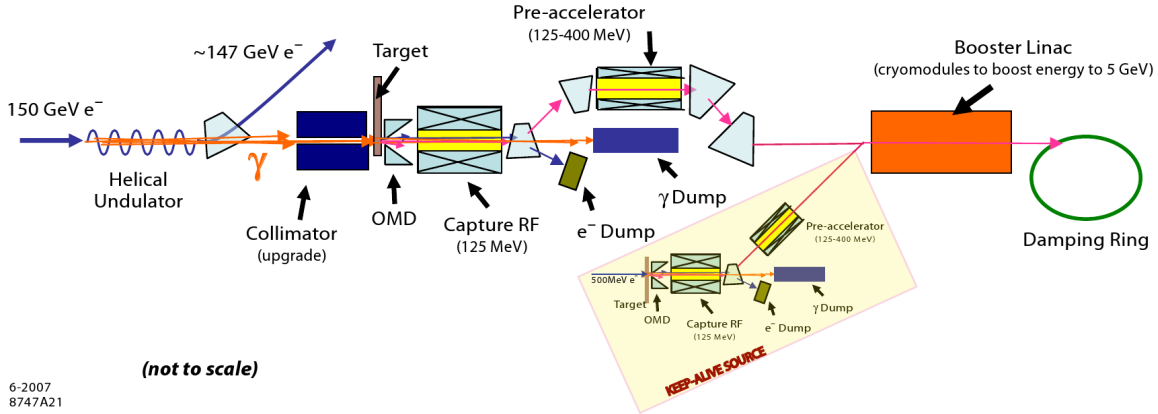


FIG. 2.5 – Schéma simplifié de la source de positrons

fournir 10 % de l'intensité nominale sera ajoutée. Une partie du faisceau d'électrons issue de la source d'électrons est déviée pour être envoyée sur une cible en tungstène-rhénium où une gerbe électromagnétique est produite et les positrons séparés pour être ensuite utilisés, sans être toutefois polarisés.

6 L'anneau de stockage et d'amortissement

Le "Damping Ring" ou anneau de stockage est composé de 2 anneaux dont chacun possède une circonférence de 6,8 km. Il distribue les paquets et lisse la luminosité fournie. Il réduit aussi l'émittance transverse des faisceaux par amortissement induit par le rayonnement synchrotron. Enfin une section de l'accélérateur amène le faisceau au LINAC principal.

7 LINAC et optique de faisceau

Le LINAC, qui constitue la partie finale de la machine, fournit l'accélération nécessaire à l'obtention de l'énergie nominale. Il est constitué d'un assemblage de cavités accélératrices supraconductrices alimentées par des sources radio-fréquences qui permettront de porter chacun des faisceaux jusqu'à une énergie nominale de 250 GeV dans une première étape.

Les faisceaux se croiseront finalement à petit angle pour permettre leur extraction. Une optique de faisceau est utilisée pour focaliser ce dernier et optimiser sa forme de façon à rendre les collisions plus probables et donc augmenter la luminosité.

Le LINAC accélère le faisceaux de 15 GeV à l'énergie maximale de 250 GeV grâce à un gradient moyen des cavités accélératrices de 31,5 MV/m. Il est composé d'unités RF, chacune se décomposant en 3 cryomodules contenant au total 26 blocs de 9 cavités. Leur disposition est indiquée par la figure 2.6. Le LINAC dédié aux

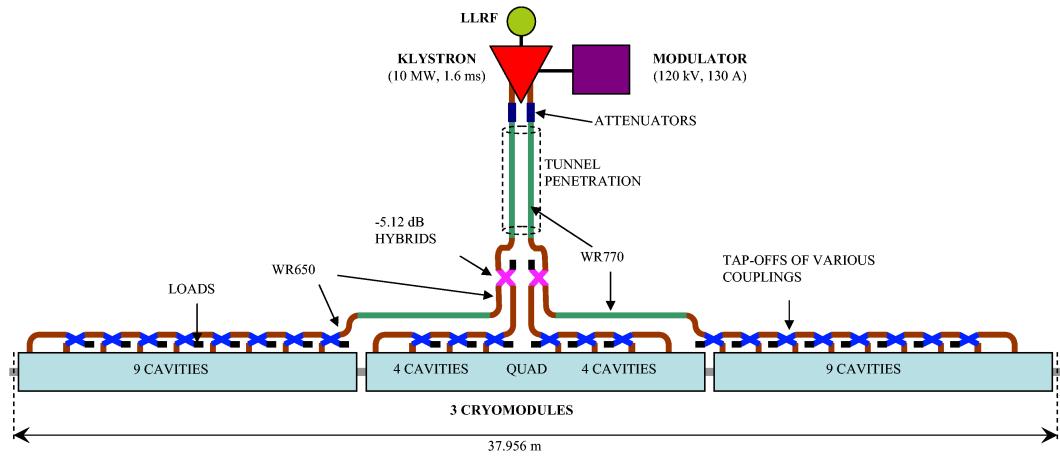


FIG. 2.6 – Schémas d'une unité radio-fréquence du LINAC

positrons contient 278 unités RF et celui dédié aux électrons 282. Chaque module est associé avec un klystron de 10 MW qui fournit le champ radio-fréquence de haute intensité.

Chapitre 3

Le détecteur ILD

Dans le cadre de la construction de l'ILC, plusieurs collaborations se sont formées pour concevoir et organiser la construction des futurs détecteurs. Elles sont centrées autour de concepts de détecteurs, sortes d'avant-projets, qui organisent la R&D de manière cohérente.

L'ILD ("International Large Detector") [13] [11] est issu de la fusion de deux concepts de détecteurs différents : le LDC ("Large Detector Concept") regroupant principalement des laboratoires et des instituts européens et le GLD ("Global Large Detector") regroupant principalement des laboratoires et des instituts asiatiques. Le détecteur a été conçu dans l'esprit du PFA ("Particle Flow Algorithm") [14] [15] ; nous reviendrons ultérieurement sur ce point.

À l'origine il était prévu d'avoir deux points d'interaction mais pour des raisons de coût le projet actuel ne propose qu'un seul point, mais toujours deux détecteurs qui seront déplacés alternativement de façon à ce qu'un seul d'entre eux, pour une période donnée, couvre le point de collision. Cette configuration est appelée "push-pull". La forme du détecteur est un cylindre (voir figure 3.2) de plus de 13 m de longueur pour un rayon d'environ 8 m. Le détecteur est constitué de couches successives qui partent du point d'interaction et s'emboîtent les unes dans les autres à la manière des "poupées russes". Ces différentes couches (ou sous-détecteurs) sont décrites sur la figure 3.1. Chaque couche a une fonction précise que nous allons détailler et qui a été conçue pour répondre au PFA.

1 Le "Particle Flow Algorithm"

Afin de pouvoir exploiter pleinement le potentiel de l'accélérateur, le détecteur devra être performant, c'est-à-dire permettre la reconstruction des événements de la manière la plus exacte possible. Pour remplir cette condition une façon originale de reconstruire les événements sera utilisée pour l'ILD : le "Particle Flow Algorithm".

Les collisions générées dans l'ILC produiront des jets hadroniques en grande quantité. Par exemple les bosons vecteurs, très importants pour le programme de physique, se désintègrent principalement en quarks. Dans un détecteur de particules

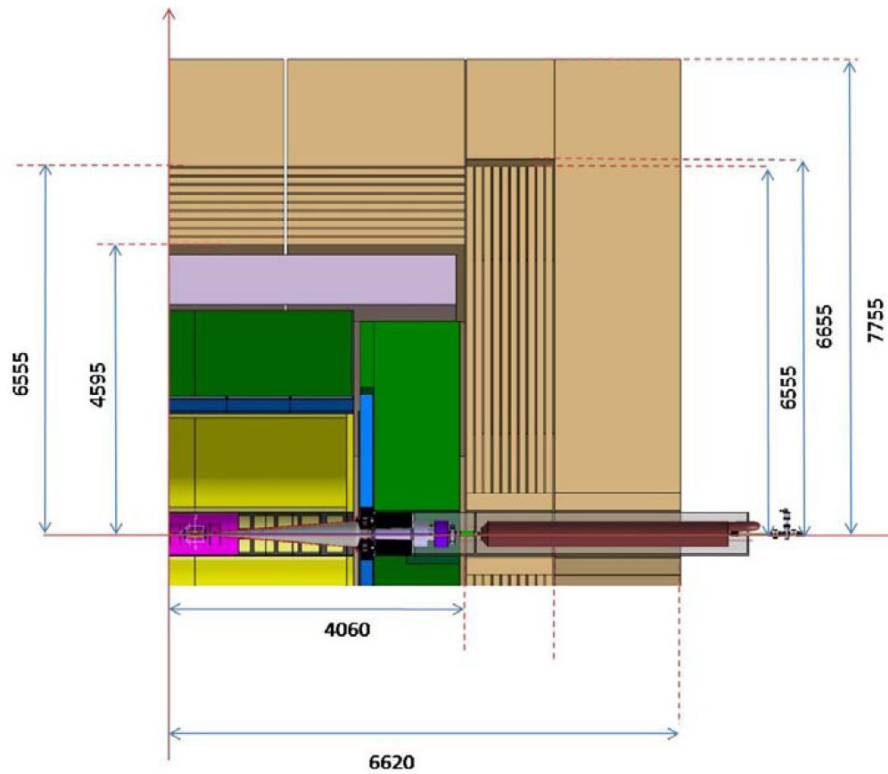


FIG. 3.1 – Dimensions générales du détecteur ILD

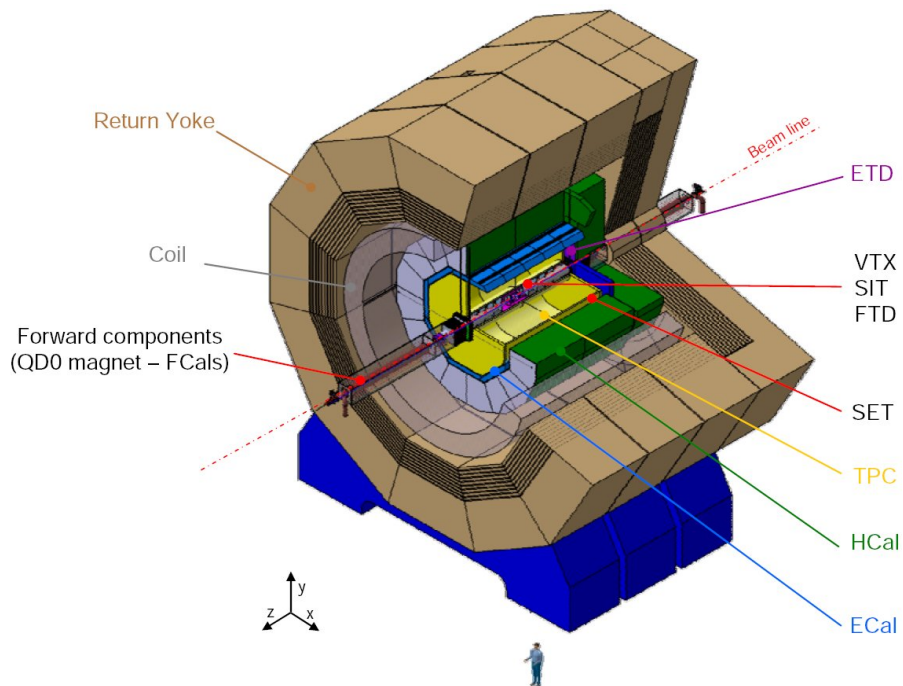


FIG. 3.2 – Vue en coupe du détecteur ILD et de ses sous-détecteurs

les jets sont les objets les moins bien mesurés après évidemment les neutrinos qui échappent à toute détection directe. Les jets sont constitués par un ensemble de particules issues d'un quark ou d'un gluon qui s'hadronise.

L'énergie des jets provient en moyenne à 65 % des particules chargées, à 26 % des photons et à 9 % des neutrons et des hadrons neutres [14]. Il paraît naturel d'utiliser le trajectographe pour estimer l'énergie des traces chargées. En effet celui-ci permet d'atteindre une grande précision sur la mesure de l'impulsion. Les calorimètres sont alors dédiés aux particules neutres et doivent être capables de séparer les contributions dues aux particules neutres de celles provenant des particules chargées. Dans cette méthode chacune des particules est reconstruite individuellement comme dans une chambre à bulles qui est la meilleure reconstruction que l'on puisse imaginer. Cette méthode est appelée "particle flow" ou "pflow".

L'erreur sur la mesure de l'énergie d'un jet peut être décomposée en plusieurs termes :

$$\sigma_{jet}^2 = \sigma_{particules\ chargées}^2 + \sigma_{\gamma}^2 + \sigma_{hadrons\ neutres}^2 + \sigma_{confusion}^2 + \sigma_{seuil}^2 + \sigma_{pertes}^2$$

Les termes $\sigma_{particule\ chargées}^2$, σ_{γ}^2 et $\sigma_{hadrons\ neutre}^2$ représentent respectivement la résolution sur les particules chargées, les photons et les particules neutres. Les autres termes prennent en compte la dégradation de la résolution due : - aux zones de confusion (chevauchement des dépôts d'énergie dans les calorimètres), - aux effets de seuil (rejet des particules de faible énergie), - aux pertes (inefficacité de détection). En prenant en compte des exigences raisonnables (c'est-à-dire des performances déjà obtenues sur des expériences antérieures), on obtient pour chacun des sous-détecteurs une résolution intrinsèque :

- $\Delta P/P \simeq qq\ 10^{-5}$ pour les particules chargées mesurées dans le trajectographe,
- $\Delta E/E \simeq 12\%$ pour les photons mesurés par le calorimètre électromagnétique,
- $\Delta E/E \simeq 45\%$ pour les hadrons neutres mesurés dans le calorimètre hadronique.

Cela conduit pour un détecteur idéal ($\sigma_{confusion} = \sigma_{seuil} = \sigma_{pertes} = 0$) à une résolution des jets de $\sigma_{jet} = 14,2\%/\sqrt{E(GeV)}$. Cette résolution est à comparer avec celle du LEP qui était d'environ 60%. Ce résultat montre le potentiel d'un détecteur qui minimisera les termes de confusion, de seuil et de pertes.

Le passage de la résolution des jets de 60% (comme c'était le cas pour le LEP) à 30% a été étudié pour différents canaux. Il a été par exemple montré [14] qu'une résolution de 30 % permet de séparer les bosons Z des W provenant de la production bien connue d'événements donnant ensuite 4 jets : $W^+W^-\nu\nu$ et $ZZ\nu\nu$. La figure 3.3 met en évidence cette séparation après reconstruction de leur masse invariante pour les deux résolutions considérées. La séparation qui améliore la qualité des résultats est équivalente à une augmentation de la luminosité de 60 %.

En pratique cette méthode impose des contraintes fortes sur la conception des différents sous-détecteurs. De plus, notons que c'est moins la performance individuelle de chacun des sous-détecteurs qui est importante que leur capacité à séparer et à identifier les particules.

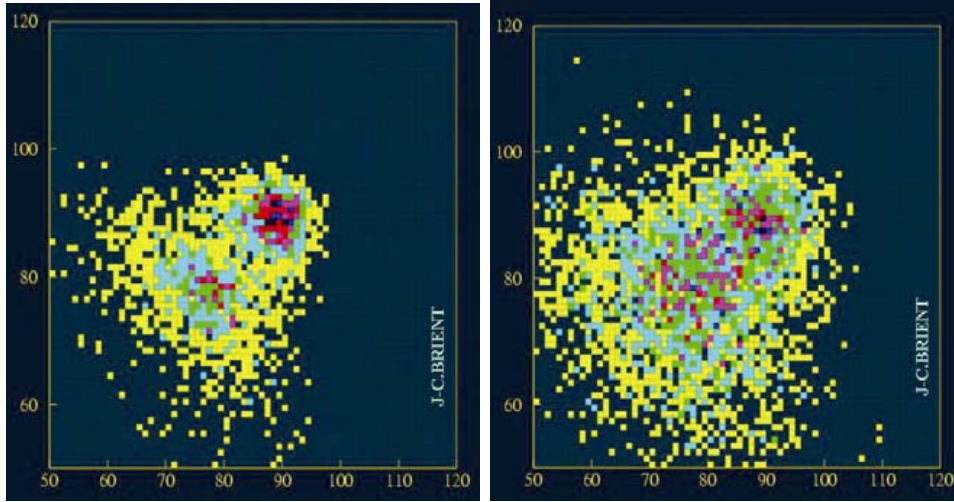


FIG. 3.3 – Reconstruction des masses invariantes des bosons Z et W provenant des événements $W^+W^-\nu\nu$ et $ZZ\nu\nu$ donnant 4 jets pour une résolution des jets de $30\%/\sqrt{E(GeV)}$ à gauche et $60\%/\sqrt{E(GeV)}$ à droite [14].

Le PFA repose sur une segmentation fine des différents sous-détecteurs et sur un algorithme de "clusterisation" [15]. Les différents sous-détecteurs seront présentés dans ce document et nous illustrerons leur réponse caractéristique en fonction de leur réponse aux exigences du PFA.

2 Le trajectographe

Le trajectographe de l'ILD est conçu pour avoir une excellente résolution de la mesure de l'impulsion sur la totalité de l'angle solide. Il doit pouvoir reconstruire la charge des particules les plus énergétiques dans les directions avant ou arrière. Il doit être le plus transparent possible aux électrons et fournir un bon étiquetage des jets b et c. Le tout est plongé dans un champ magnétique de 3,5 T grâce à un solénoïde aligné suivant l'axe Z (axe des faisceaux) afin d'atteindre la performance nominale (voir figure 3.4) de $\Delta(1/P_T) \approx 2 \text{ à } 3 \times 10^{-5} (GeV/c)^{-1}$.

Il est lui-même composé de plusieurs sous-éléments (se reporter à la figure 3.5) :

- un détecteur de vertex à pixels à haute précision. Il s'agit (version LDC : VXD-03) de 5 couches concentriques avec des rayons de 1,5 cm à 6,0 cm, voir figure 3.6.
- un détecteur à bandes de silicium (SIT : "Silicon Tracker") qui améliore la couverture entre le détecteur de vertex et la TPC qui suit ainsi que la zone avant (ou arrière). Il comporte deux couches cylindriques centrées sur le détecteur de vertex, et 2×7 disques transverses au faisceau dans les régions avant-arrière.
- La TPC, c'est-à-dire la Chambre à Projection Temporelle, fournit une grande

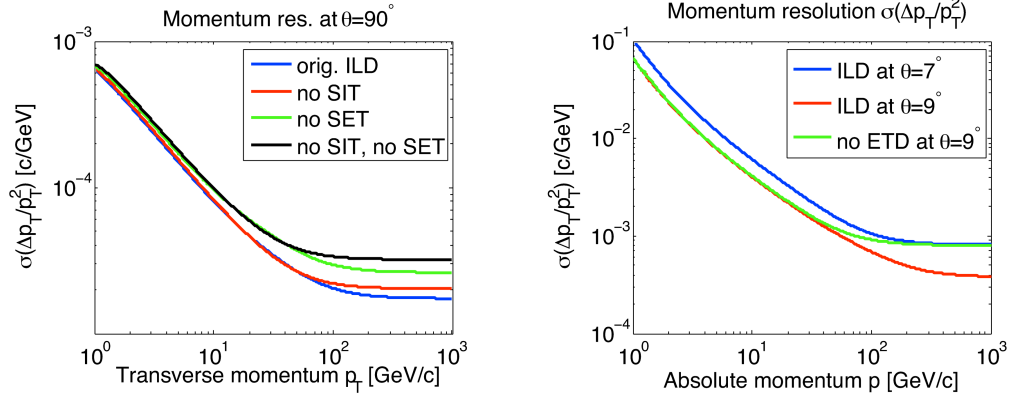


FIG. 3.4 – Résolution du moment transverse (à gauche) et résolution du moment absolu du trajectographe (à droite).

part de l'information sur la trace des particules en mesurant jusqu'à 200 points par trace. Cette chambre permet une très bonne séparation entre traces ; sa précision est supérieure à $100 \mu\text{m}$ dans le plan $r\text{-}\phi$. Pour la lecture des signaux, deux choix technologiques sont à l'étude, soit des chambres GEM ("Gas Electron Multiplier") soit des chambres μmegas .

- Les détecteurs SET ("Silicon External Tracker", une seule couche de piste de silicium) et ETD ("End-cap Tracking Detector", 3 couches très fines de silicium) permettront de mesurer la position des particules chargées avant leur entrée dans le calorimètre EM.

Les détecteurs au silicium centraux doivent aussi permettre de reconstruire les vertex secondaires, c'est-à-dire d'identifier les désintégrations très proches du point de collision. Ces détecteurs permettent d'étiqueter (voir figure 3.7) et de séparer les jets lourds (b et c) des jets légers.

Afin d'éviter les interactions précoces des particules générées dans les collisions, tous ces éléments sont conçus pour être les plus transparents possibles. Les matériaux devant le calorimètre électromagnétique (voir figure 3.8) représentent $0,1$ longueur de radiation pour la partie centrale du détecteur. Pour comparaison dans le détecteur ATLAS les particules traversent environ $2 X_0$ avant d'atteindre le calorimètre EM et $4 X_0$ pour D0. Ces valeurs s'expliquent principalement par la présence des bobines supraconductrices et des parois des cryostats placées en amont des calorimètres EM.

2.1 Contribution du LPSC Grenoble au détecteur à pixels (VTX)

Le LPSC de Grenoble travaille sur la conception et la réalisation de l'électronique de lecture et de codage pour les pixels MOS du détecteur micro-vertex développé par

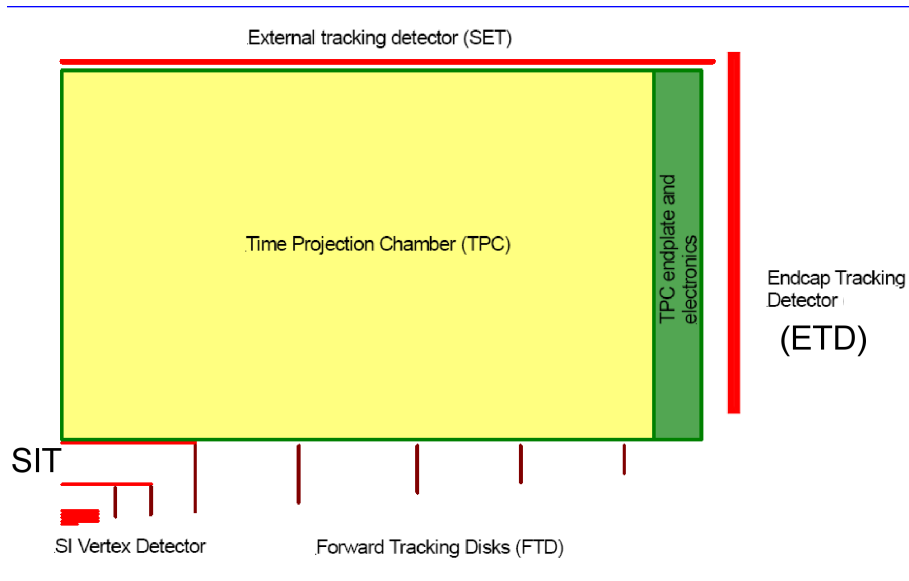


FIG. 3.5 – Schéma en coupe du trajectographe

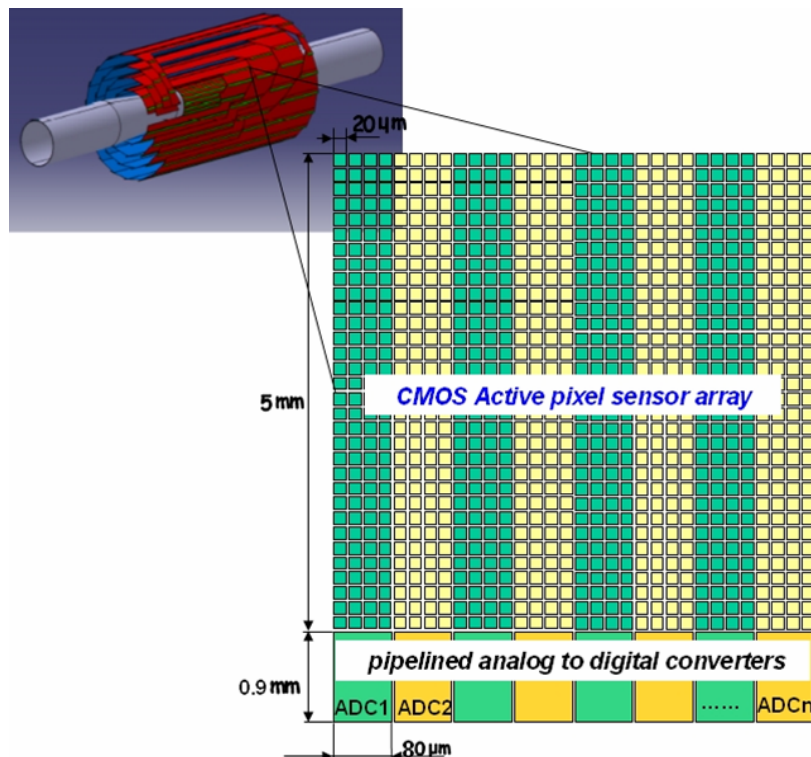


FIG. 3.6 – Détecteur de vertex

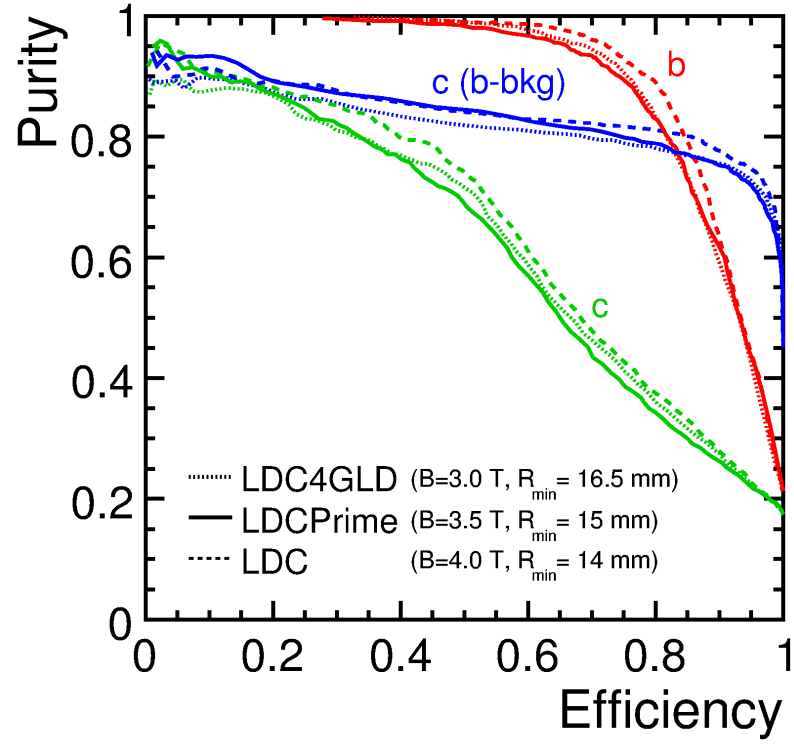


FIG. 3.7 – Efficacité de l'étiquetage des jets b et c pour le détecteur LDC précurseur de l'ILD.

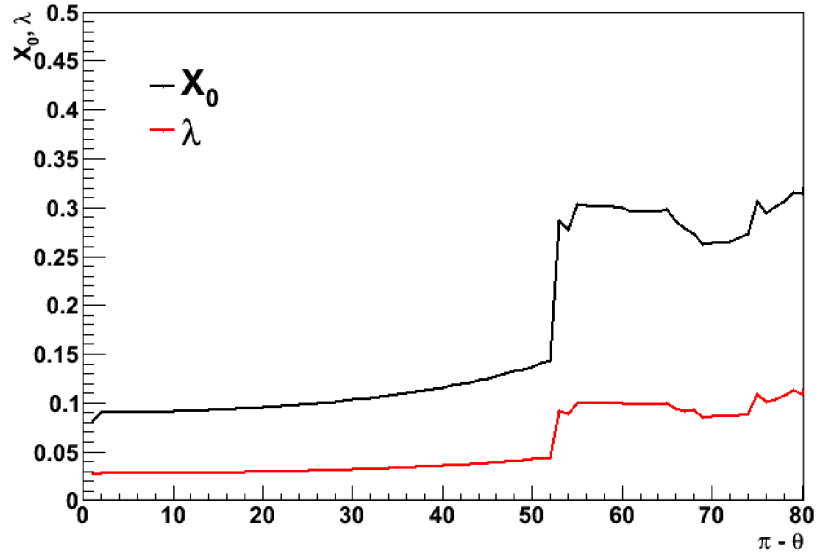


FIG. 3.8 – Quantité de matière devant le calorimètre électromagnétique exprimée en longueur de radiation (X_0) et en longueur d'interaction (λ_i).

l'IPHC de Strasbourg (voir figure 3.6). Les 5 couches de détection de ce détecteur conduisent à plusieurs centaines de millions de pixels. Chaque canal d'électronique comporte un échantillonneur-bloqueur et un ADC "pipe line" d'une dynamique de 4 ou 5 bits. Cette réalisation est effectuée en collaboration avec l'IPHC de Strasbourg. La taille du circuit est extrêmement réduite : de l'ordre de $1\text{ mm} \times 20\text{ }\mu\text{m}$. L'extraction des signaux ($\sim 1\text{ mV}$), la faible consommation ($\sim 1\text{ mW}$) et la rapidité ($> 10\text{ MHz}$) constituent des contraintes drastiques. Les cellules de détection ("pixels") et l'électronique de lecture et de codage seront intégrés ensemble sous forme de SOC ("System On Chip"). Des prototypes ont été développés et les résultats ont fait l'objet d'articles [16].

3 La calorimétrie électromagnétique

Un calorimètre est dit à échantillonnage quand il est composé de couches successives d'un milieu absorbeur, intercalées entre des tranches d'un milieu actif. L'absorbeur a pour rôle de générer puis d'absorber les gerbes qu'il induit. Le milieu actif détecte les particules chargées de la gerbe et donc échantillonne cette dernière en tranches. Le milieu va donc permettre de remonter après étalonnage à l'énergie déposée et donc à l'énergie de la particule incidente. De plus, grâce à une segmentation transversale des couches actives du détecteur, on pourra déduire (barycentre de l'énergie déposée dans chaque tranche) la direction de la particule à l'origine de la gerbe.

Il existe deux types de calorimètres distincts auxquels correspondent deux types de gerbes :

1. les gerbes électromagnétiques, composées d'électrons, de positrons et de photons ;
2. les gerbes hadroniques, produites par les particules lourdes : les hadrons, sensibles à l'interaction forte.

Les gerbes électromagnétiques étant plus précoces que les gerbes hadroniques, le détecteur sera d'abord composé d'un calorimètre EM suivi d'un calorimètre hadronique.

Le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique de L'ILD doivent répondre au cahier des charges du PFA. Ils sont donc placés juste après le trajectographe mais à l'intérieur de la bobine supraconductrice pour assurer le suivi du parcours des particules.

Le tungstène (W) a été choisi comme matériau absorbeur car ses propriétés répondent assez bien aux contraintes du PFA, voir tableau 3.1. Il a une longueur de radiation très faible ($0,35\text{ cm}$) qui fait que 24 X_0 (nécessaires pour l'arrêt quasi-total des gerbes de haute énergie) sont obtenus après seulement $8,4\text{ cm}$ d'épaisseur. Sa longueur nucléaire d'interaction (qui mesure sa propension à arrêter les particules hadroniques) est beaucoup plus grande que sa longueur de radiation ce qui rend le tungstène assez "transparent" aux particules hadroniques. Le rayon de Molière,

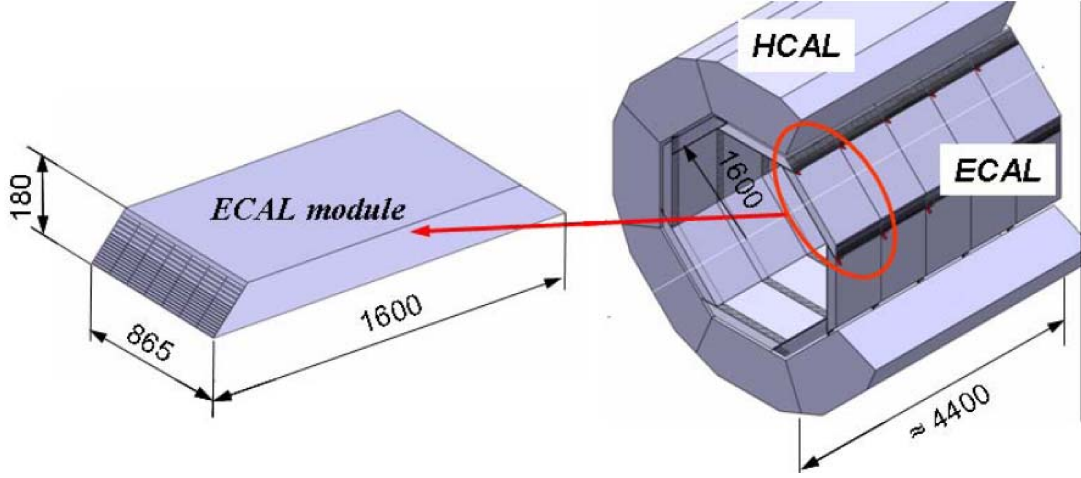


FIG. 3.9 – Géométrie et montage des calorimètres électromagnétique et hadronique

Matériau	Z	Densité (g/cm ³)	λ_I (cm)	X_0 (cm)	λ_I/X_0	R_M (cm)
C	6	2,265	38,1	18,8	2,0	
Fe	26	7,86	16,8	1,76	9,5	1,65
W	74	19,3	9,6	0,35	27,4	0,90
Pb	82	11,35	17,1	0,56	30,4	1,61
U	92	18,95	10,5	0,32	33,2	1,02

TAB. 3.1 – Propriétés de matériaux couramment utilisés pour les calorimètres, λ_I représente la longueur d'interaction nucléaire, X_0 la longueur de radiation et R_M le rayon de Molière

défini comme le diamètre du plus petit cylindre contenant 90 % de l'énergie de la gerbe et qui caractérise l'extension transverse des gerbes électromagnétiques, est faible (0,9 cm pour le tungstène pur), évitant ainsi le chevauchement de ces dernières. L'épaisseur des couches actives doit être faible pour ne pas provoquer un étalement transversal artificiel et non souhaité des gerbes.

Les couches actives seront équipées de matrices de diodes [17] carrées d'environ 9 cm de côté. La surface des diodes (ou cellules de détection) sera de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, conduisant à un nombre de voies supérieur à 100 million pour le calorimètre EM. Une résistivité supérieure à 5 k Ω /cm est nécessaire pour garantir une déplétion complète avec un courant de fuite raisonnable. L'épaisseur choisie pour le prototype de calorimètre EM, 525 μm permet d'obtenir un rapport signal sur bruit de l'ordre de 10 à la fin de la chaîne d'électronique de lecture. Une particule au MIP ("minimum ionising particle") produit environ 80 paires électrons-trous par μm soit 42 000 électrons pour 525 μm . Dans le détecteur ILD cette épaisseur sera réduite autour de 330 μm .

La répartition des différentes couches de tungstène qui a été proposée est la

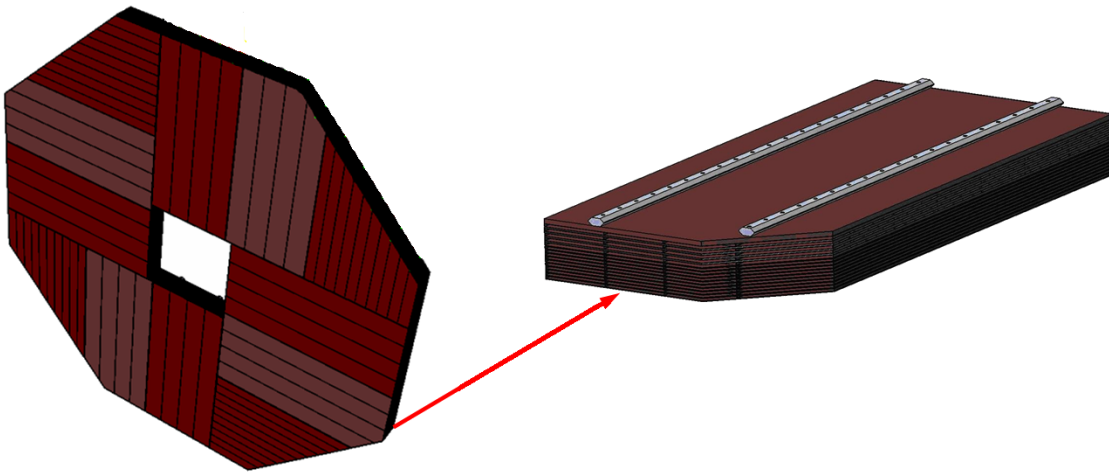


FIG. 3.10 – Géométrie des bouchons EM : chaque bouchon sera composé de 3 types de modules reproduits en 4 exemplaires

suivante : $22,8 X_0$ répartis en deux zones possédant des fractions d'échantillonnage différentes, $12 X_0$ distribués en 20 couches de 2,1 mm de W chacune et $10,8 X_0$ répartis en 9 couches de 4,2 mm de W.

Le calorimètre électromagnétique est subdivisé en deux parties : 1) le tonneau, de section octogonale, qui couvre la partie centrales du détecteur, voir figure 3.9 ; 2) les bouchons qui ferment verticalement les 2 côtés du détecteur. Le tonneau est composé de modules identiques d'environ 1,5 m de long. La structure particulière du tonneau EM permet de sortir les signaux sur l'une des tranches externes de chaque module sans créer de zones mortes.

Les bouchons dont la structure mécanique est conçue au LPSC-Grenoble, seront composés de 3 types de modules reproduits en 4 exemplaires dans chaque bouchon, voir figure 3.10 [18].

3.1 Contribution du LPSC-Grenoble au calorimètre EM

3.1.1 R&D micro-électronique :

- **Conception de circuits multiplexeurs et convertisseurs analogiques-numériques (ADC) rapides de type "pipe line" et de grande dynamique (12 bits)**

La faible consommation est un paramètre critique car le calorimètre EM sera doté de plus de 100 millions de cellules de détection (ou diodes en silicium). Le circuit sera polarisé en mode pulsé très rapide (extinction à $1/1000$ de la consommation en $1 \mu s$) pour rendre la dissipation proportionnelle au rapport cyclique du faisceau (~ 1 ms toutes les 200 ms). Plusieurs prototypes ont été développés et testés (voir par exemple la figure 3.11) [19]. La consom-

mation : ~ 140 nW par canal est finalement bien meilleure que l'estimation dédiée initialement ($2,5 \mu\text{W}/\text{voie}$). Néanmoins, la précision de la technologie CMOS $0,35\mu\text{m}$ étant limitée à 10 bits, cela impose une non-linéarité de ± 4 LSB ("Least Significant Bit") qui se retrouve dans le convertisseur. Une étude novatrice est en cours dans le domaine de la correction numérique des erreurs. Cette correction comportera 3 étapes : une augmentation du nombre de bits dans le premier étage ; ensuite une structure de DEM ("Dynamic Element Matching") pour moyenner les erreurs ; et enfin un algorithme final de correction des erreurs. Cette étude touche aux limites du savoir faire actuel en matière de convertisseur.

– **Conception d'un circuit électronique pour l'étalonnage :**

Un premier prototype de convertisseur numérique analogique DAC de type $\Sigma\Delta$ 16 bits a été réalisé et testé. Les résultats sont bons ($\text{INL} \leq \pm 4$ LSB) mais cette architecture impose un temps de moyennage qui sera long où il faudra un filtre intégré à grande constante de temps, ce que rend l'intégration du circuit non triviale. Une autre architecture dite "segmented arrays of switched capacitors" (à capacités commutées), a été réalisée pour un DAC de 12 bits [20]. Une version 14 bits a aussi été réalisée et testée récemment (2009) et paraît très prometteuse, voir figure 3.12 [20].

3.1.2 R&D mécanique :

– **Architecture générale des bouchons EM**

La masse du tungstène dans chaque bouchon EM est d'environ 16 tonnes. Des travaux de simulation ont donc été entrepris afin d'étudier le comportement mécanique de ce sous-détecteur en 12 modules de 3 types différents pour chaque bouchon, voir figure 3.10 [18]. La structure alvéolaire (tungstène + fibres de carbone) sera remplie de plaques de tungstène prises en "sandwich" entre 2 fines couches d'un milieu actif (matrices de diodes en silicium). La tenue mécanique de la structure porteuse composite et les aspects de déformation ont déjà fait l'objet de travaux suivis de dessins avancés. Une nouvelle architecture qui permettrait d'éviter certaines zones mortes ("cracks") est à l'étude. Cette nouvelle structure requiert des modules d'environ 2,50 m de long et donc nécessite la construction de prototypes afin de vérifier la faisabilité de la solution. La réalisation de ces prototypes sera très probablement entreprise à partir de 2010.

– **Assemblage et positionnement du calorimètre EM**

Le système d'accrochage (seulement 3 [1,5] cm sont disponibles entre le tonneau [et les bouchons] des calorimètres EM et hadronique) constitue aussi un défi que le LPSC tente de relever, voir figure 3.13 [18]. Des travaux concernant l'implantation et la tenue à l'arrachement des inserts supports ainsi que la validation du système d'assemblage et de positionnement ont été réalisés et présentés à la collaboration.

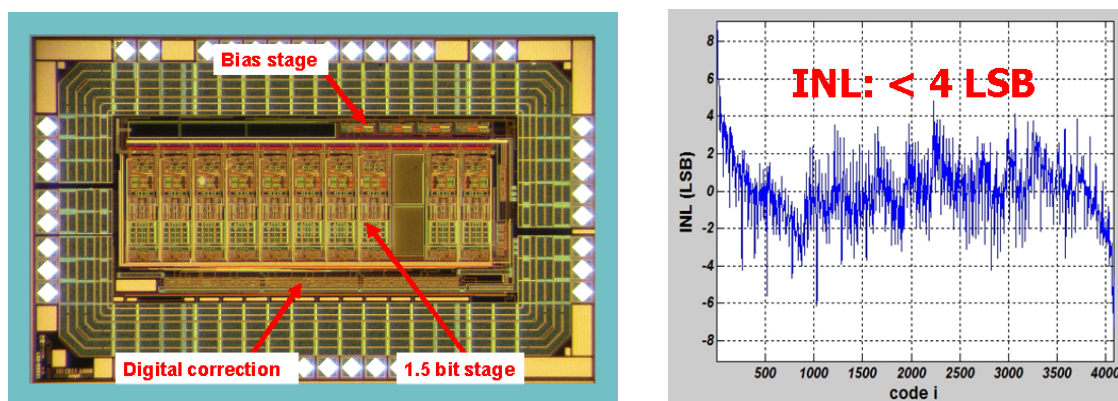


FIG. 3.11 – À gauche : ADC 12 bits, 25 MHz, 2 V_{pp} ; à droite : linéarité intégrale de l'ADC 12 bits

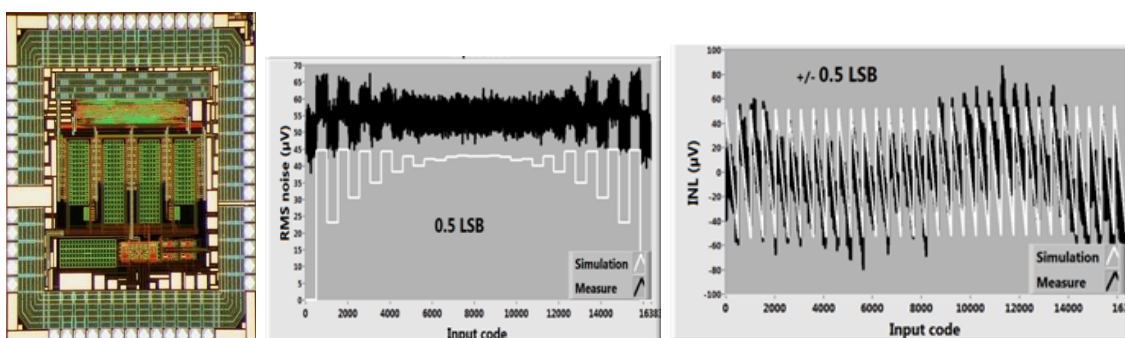


FIG. 3.12 – À gauche : DAC (à capacités commutées) de 14 bits, 5 MHz ; au centre : bruit de fond du DAC ; à droite : Linéarité intégrale du DAC

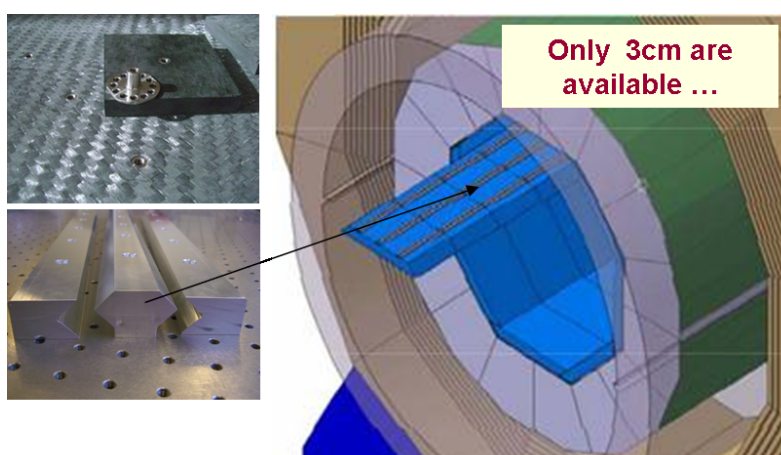


FIG. 3.13 – Système d'accrochage du calorimètre EM

– **Définition du système de refroidissement**

Enfin un dispositif de refroidissement est nécessaire pour évacuer la chaleur produite par le grand nombre de voies électroniques, voir figure 3.15 [18]. Là encore le peu de place disponible (le calorimètre EM doit rester le plus compact possible) est évidemment source de difficultés. Un premier prototype appelé "demonstrator" (1,30 m long, 3 couches alvéolaires) a été réalisé et a permis de vérifier le fonctionnement du proto de refroidissement conçu à Grenoble et surtout de valider les simulations qui serviront ensuite à concevoir le système global pour l'ensemble du calorimètre.

– **Module EUDET**

Un module de 1,50 m de long, 15 couches alvéolaires (dit EUDET) proche

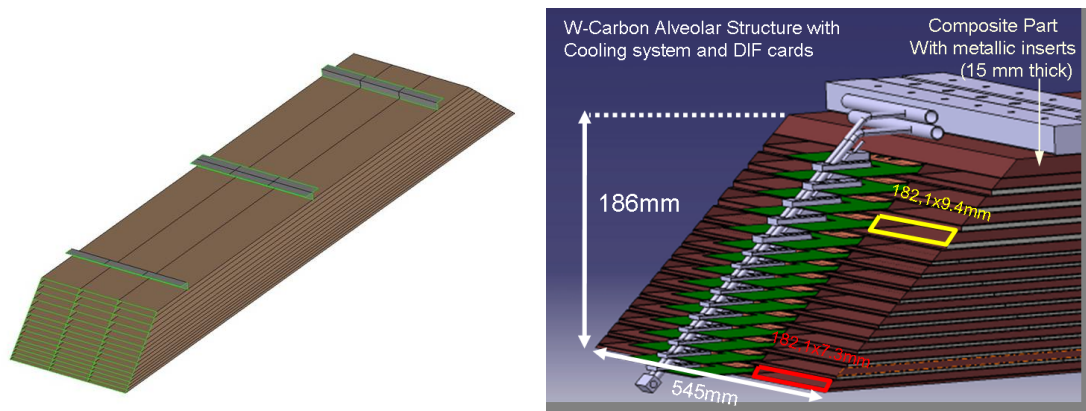


FIG. 3.14 – À gauche : module EUDET (1,50 m de long) ; à droite : système d'accrochage et de thermalisation du module EUDET

de la version finale est en cours de réalisation, voir figure 3.14 [18]. Le SERM (Service d'Étude et de Réalisation Mécanique) de Grenoble prend activement part à sa construction. Par exemple les "couvercles" interne et externe ainsi que le système d'accrochage ont été conçus et réalisés à Grenoble. Le système de refroidissement grenoblois équipera le prototype. Une fois terminé et muni de son électronique et du système d'acquisition, le prototype sera testé sous faisceau soit au CERN soit à FERMILAB vers 2010-2011.

4 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est soumis à un cahier des charges similaire. La granularité doit permettre de séparer les gerbes de particules chargées et celles des particules neutres (exemple : neutrons, K^0 , etc.) en complémentarité avec les autres détecteurs. Il s'agit aussi d'un calorimètre à échantillonnage où le matériau absorbeur est du fer. La longueur de radiation du fer est de 1,76 cm et sa longueur d'interaction nucléaire est de 16,8 cm. Deux techniques de détection sont à l'étude :

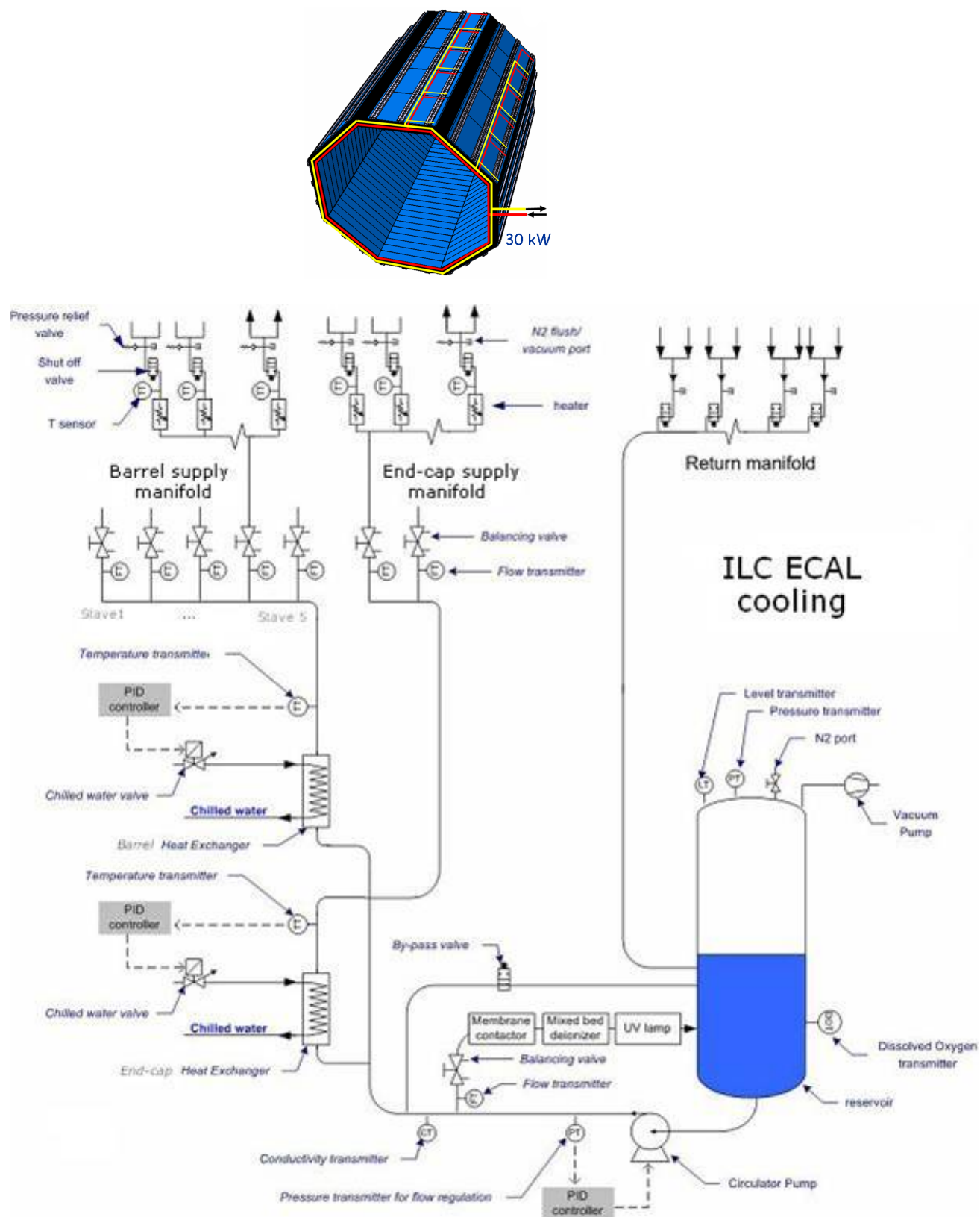


FIG. 3.15 – Système de thermalisation 1- en haut : détecteur ILD ; 2- en bas : système global de thermalisation

1. Par la mesure de l'énergie déposée : la mesure de l'énergie se fera grâce à des scintillateurs plastiques de taille $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Les photons UV de scintillation, sont convertis en lumière visible par des fibres optiques qui guident ceux-ci jusqu'à des photomultiplicateurs au silicium (SiPM). Les SiPM sont gravés sur un substrat de silicium qui a l'avantage d'être extrêmement compact.
2. Par comptage du nombre de cellules touchées c'est-à-dire de cellules donnant une énergie supérieure à un ou plusieurs seuils : certaines études ont en effet montré qu'un calorimètre digital (ou semi-digital) pouvait avoir des performances supérieures ou au moins équivalentes à une version analogique [21]. Ceci est possible principalement à cause de la grande segmentation latérale (1 cm^2) par rapport à la taille des gerbes qui fait que le nombre de cellules touchées est proportionnel à l'énergie de la gerbe. Cette option, pour le calorimètre hadronique, prévoit d'utiliser des cellules à lecture digitale réalisées à partir de chambres GRPC ("Glass Resistive Plate Chamber"), GEM ("Gas Electron Multiplier") ou μ egas.

Le calorimètre hadronique (HCal) reprend une géométrie octogonale et s'insère dans le cylindre du solénoïde. Lui aussi est composé d'un tonneau et de 2 bouchons.

5 La calorimétrie avant

Les régions avant-arrière (voir figure 3.16) regroupent le "LumiCal", le "ECal ring", le "LHCAL" et le "BeamCal" qui ont pour principal objectif d'améliorer l'herméticité du détecteur.

Le LumiCal (voir figure 3.17) est un calorimètre composé d'un sandwich de couche de silicium et de tungstène dédié à l'identification des événements Bhabha. Le nombre de ces événements est proportionnel à la luminosité du détecteur qui est ainsi mesurée.

Le BeamCal (voir figure 3.18) très proche du faisceau est composé d'un sandwich de couche de détecteur de tungstène. Il est dédié à la mesure du rayonnement des paires de Beamstrahlung pour l'estimation des paramètres du faisceau. Celui-ci sera soumis à un rayonnement supérieur à 10 MGy par année. Des détecteurs capables de résister à ce rayonnement sont en cours d'étude.

Le LHCAL couvrira l'espace au centre du calorimètre hadronique. Il sera composé de 40 couches de tungstène pour un total de 4 longueurs d'interaction et de couches de silicium similaires à celles du calorimètre électromagnétique.

6 Le solénoïde

Le solénoïde a pour but l'établissement d'un champ magnétique de 3,5 Tesla dans un volume de 6,9 m de diamètre et 7,35 m de longueur. Il consiste en une bobine

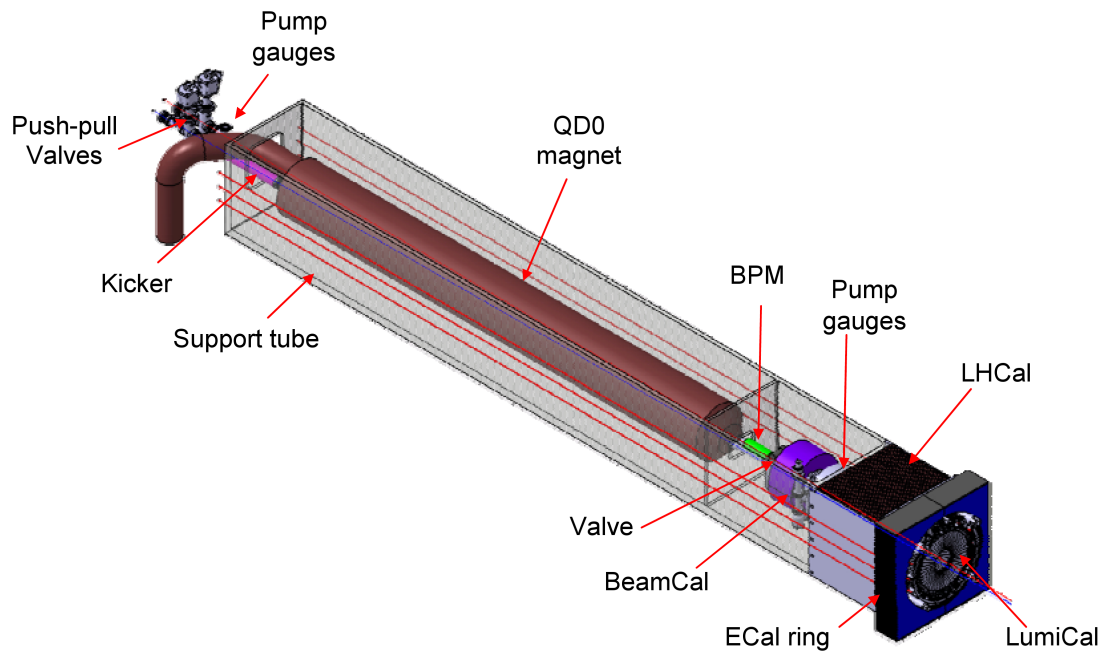


FIG. 3.16 – Vue des détecteurs avant de l'ILD

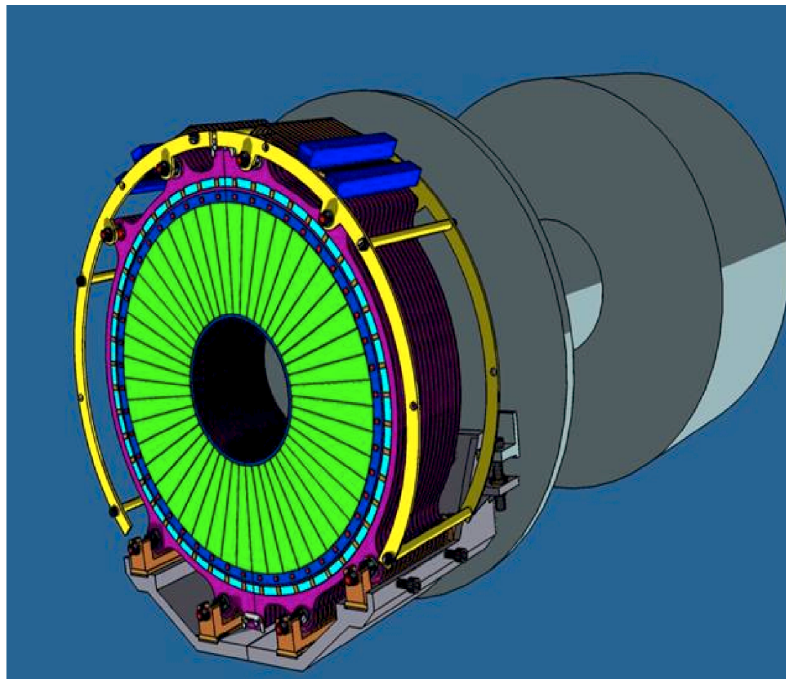


FIG. 3.17 – Le LumiCal est un calorimètre composé d'un sandwich de couches de silicium et de tungstène.

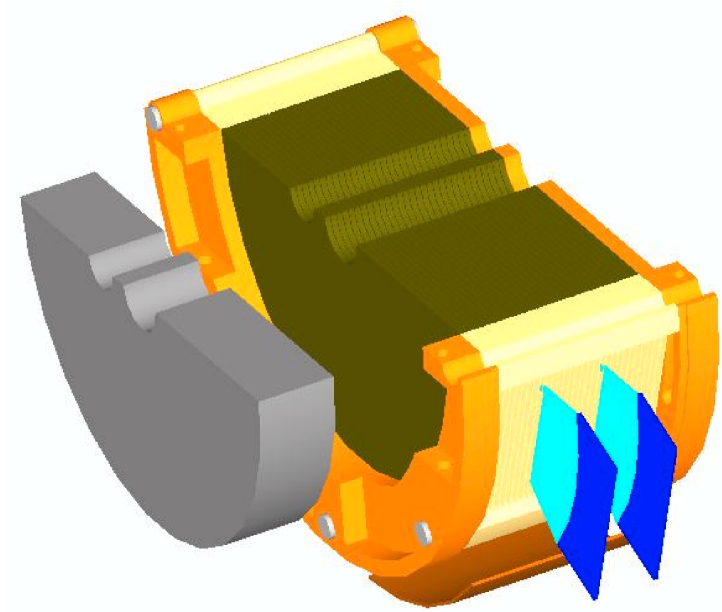


FIG. 3.18 – Vue en coupe du BeamCal.

supraconductrice principale en aluminium et plusieurs autres bobines supraconductrices qui servent à améliorer l'uniformité du champ magnétique. Le retour du flux magnétique est assuré par un blindage en acier.

7 Le détecteur de muons

Le blindage magnétique peut être instrumenté et utilisé comme détecteur de muons ou même de détecteur de fin de gerbes. Ce détecteur devra étiqueter les muons avec une impulsion supérieur à 3 GeV. Le champ magnétique du solénoïde confiner les particules avec une impulsion inférieure. De plus il pourrait être utilisé comme détecteur de fin de gerbe. Il sera instrumenté avec des RPC ("Resistive Plate Chambers"), une technologie robuste et fiable.

Chapitre 4

Tests en faisceau du prototype de calorimètre électromagnétique

1 Introduction

La construction d'un détecteur aussi complexe que l'ILC nécessite la réalisation de prototypes ainsi que leurs tests. La motivation de ces prototypes est de démontrer la justesse des choix technologiques, c'est-à-dire de montrer qu'ils permettent d'atteindre leurs performances nominales, mais surtout de prouver leur fiabilité pour une utilisation expérimentale. Ces tests permettront aussi de valider les modèles de simulation Monte-Carlo à travers aussi bien la géométrie et la base de données des matériaux utilisés que les modèles physiques de développement de gerbes et plus particulièrement pour les modèles de gerbes hadroniques, puisque des incertitudes substantielles restent encore sur leur modélisation.

C'est pourquoi un prototype de calorimètre électromagnétique reprenant les principes d'un calorimètre électromagnétique pour l'ILC a été construit. Ce prototype a été testé au cours de plusieurs campagnes de tests, au printemps 2006 à DESY (Hambourg), à l'automne 2006 et l'été 2007 au CERN (Genève) et en 2008 à FERMILAB (Chicago).

Les campagnes de tests sont organisées par la collaboration internationale CALICE "CAlorimeter for LInear Collider Experiment" [22]. Cette collaboration organise la recherche et le développement de la calorimétrie pour l'ILC. Elle regroupe de nombreux pays et la quasi-totalité des projets de calorimètres pour l'ILC. Elle a pour objectif l'organisation des R&D avec notamment le partage d'éléments communs comme le système d'acquisition, les temps de faisceau ou les logiciels. Elle définit des normes communes tel que le format des données.

1.1 Description du prototype

Le prototype est un calorimètre électromagnétique reprenant la même technologie que le calorimètre pour l'ILD, c'est-à-dire des plaques d'absorbeur en tungstène

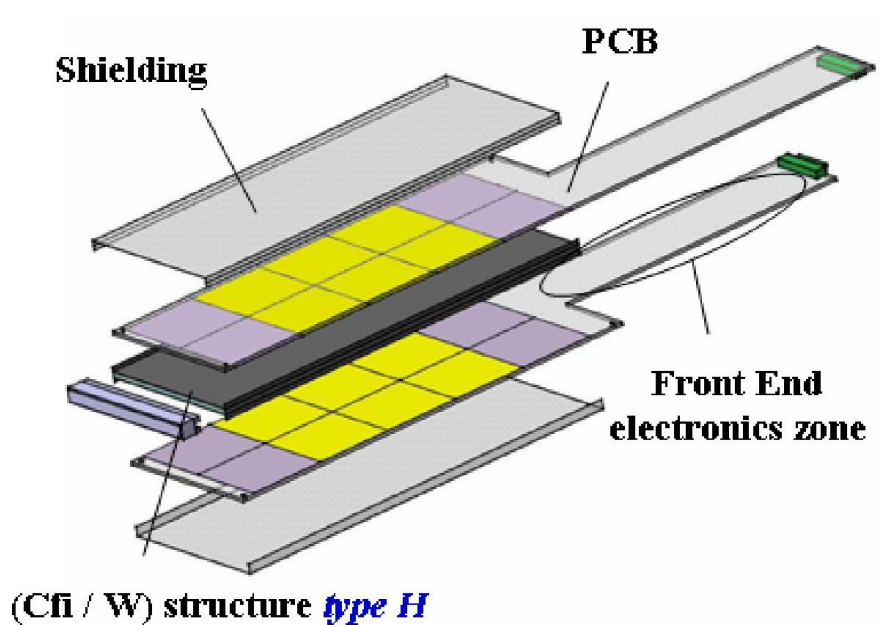


FIG. 4.1 – Structure en H d'une plaque de détection

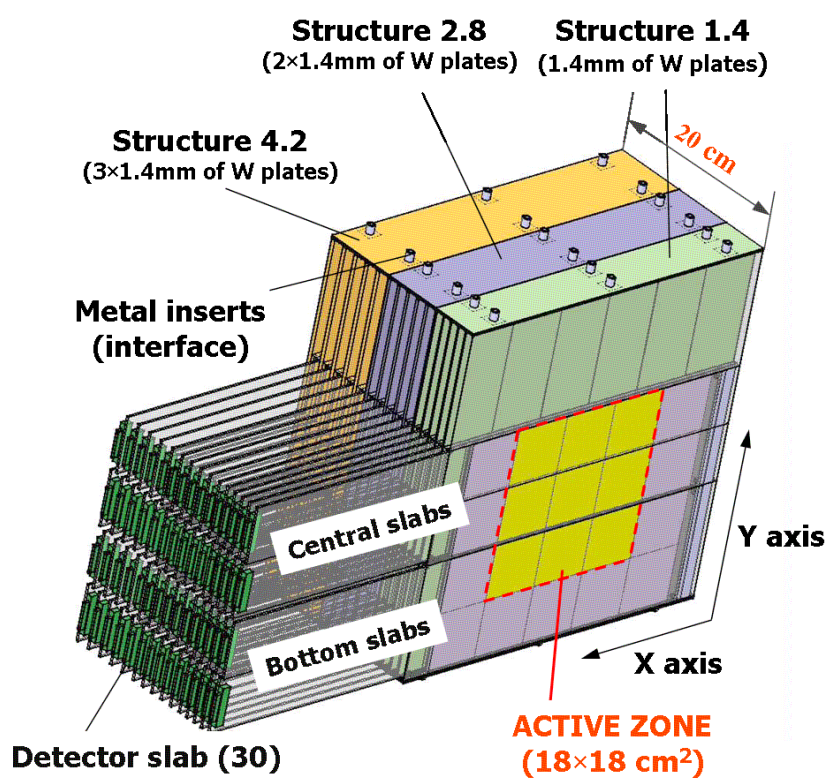


FIG. 4.2 – Vue générale du prototype de calorimètre électromagnétique

intercalées entre 30 couches actives de matrices de diodes en silicium. La structure mécanique alvéolaire (voir le module ECAL de la figure 3.9) est réalisée par des plaques de tungstène enrobées de fibre de carbone. En fait, la moitié du tungstène assure cette structure alvéolaire. Dans les alvéoles de cette structure sont insérées des plaques de détection (voir figure 4.3) ou "slabs" d'une épaisseur de 8,3 mm pour le premier compartiment. Elles sont construites autour d'une nouvelle plaque de tungstène enrobée elle aussi de fibre de carbone et formant un H très élargi (voir figure 4.1). De chaque côté du H sont disposées les matrices de diodes en silicium

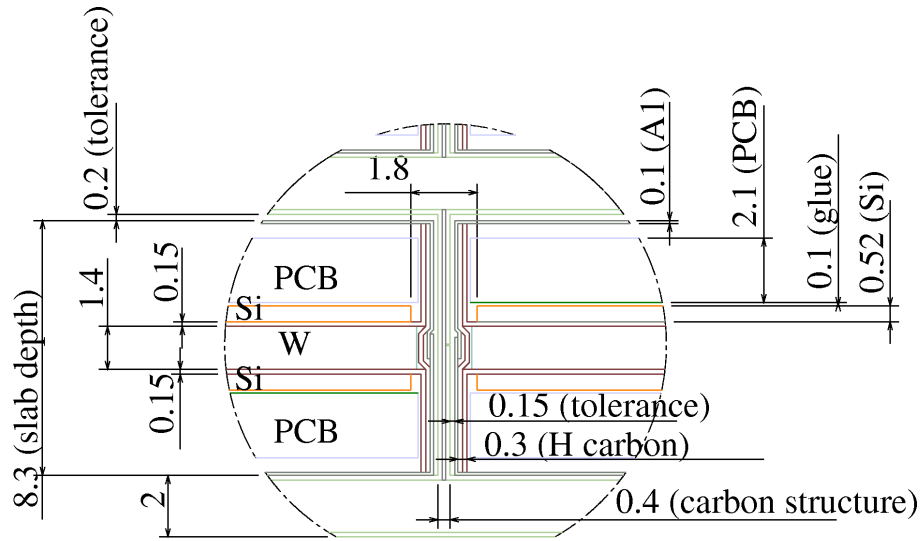


FIG. 4.3 – Vue en coupe d'une plaque de détection montrant une couche passive de tungstène et deux couches actives de silicium.

collées sur des cartes de circuits imprimés (PCB). De plus la structure alvéolaire est constituée de trois compartiments distincts correspondant à trois épaisseurs de tungstène : 1,4, 2,8 et 4,2 mm (voir figure 4.2). La fraction d'échantillonnage est plus importante à l'avant du calorimètre (seulement 1,4 mm de tungstène pour une épaisseur constante des diodes) afin de favoriser une bonne résolution à basse énergie tout en permettant aux gerbes les plus énergétiques d'être totalement contenues dans les 24 X_0 de tungstène.

La taille des diodes de silicium est de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ regroupées sur des matrices de $62 \times 62 \text{ mm}^2$ contenant donc 36 diodes. Sur le pourtour des matrices est gravé un anneau de garde. Chaque couche de détection est réalisée en disposant les matrices par trois horizontalement et deux verticalement. Par construction les matrices des deux faces d'un même "slab" sont décalées de 2,5 mm horizontalement et les "slabs" d'un même compartiment sont décalés par pas de 1,3 mm. Il n'y a pas de décalage vertical et donc les matrices sont alignées dans cette direction.

Sur l'extrémité des cartes de circuits imprimés, à l'extérieur du calorimètre, est placée l'électronique de lecture avant.

1.2 Présentation de la ligne de faisceau du CERN

Bien que les tests en faisceau ont été réalisés dans trois lieux différents avec trois installations différentes, les dispositifs expérimentaux sont très similaires. C'est pourquoi seul le dispositif expérimental du CERN sera détaillé. En 2006 les tests en faisceaux ont eu lieu au CERN auprès de la ligne H6 du Hall Nord ("North AREA").

Les faisceaux sont issus du SPS "Super Proton Synchrotron" (voir figure 4.4). Des protons sont accélérés jusqu'à une énergie de 450 GeV puis envoyés sur une cible primaire appelée T4 produisant des faisceaux secondaires répartis sur plusieurs lignes, dont la ligne H6. L'énergie accessible des faisceaux va jusqu'à 180 GeV dans le mode principal. L'énergie nominale est sélectionnée grâce à un couple aimant-ensemble de collimateurs et le contenu en particules du faisceau est choisi à partir d'un jeu d'absorbeurs favorisant soit les électrons, soit les pions, soit les muons en cas d'absorbeur très épais. Puis le profil du faisceau est obtenu avec différents quadripôles et collimateurs.

Le dispositif expérimental est constitué de différents instruments destinés à la prise de données ou au déclenchement de l'acquisition. Tout d'abord sont présents les détecteurs testés : soit le calorimètre électromagnétique (ECAL) parfois seul mais le plus souvent suivi du prototype de calorimètre hadronique analogique (A-HCAL). En 2007, ce dernier calorimètre est suivi par un prototype appelé "Tail Catcher Muon Tracker" (TCMT) ou détecteur de fin gerbe pour compléter l'herméticité du dispositif expérimental. Le TCMT constitue aussi un prototype de détecteur pour le spectromètre à muons.

L'acquisition est déclenchée par un jeu de scintillateurs. Un scintillateur de grande surface (Sc3) : $200 \times 200 \text{ mm}^2$ est dédié aux prises de données des muons. Deux autres scintillateurs (Sc2 et Sc4 : $100 \times 100 \text{ mm}^2$) sont utilisés pour les prises de données dites de "physique". Un dernier scintillateur (Mc2) de grande surface est placé au bout du dispositif expérimental. La détection de muons (après le TCMT il ne reste que des muons) par celui-ci permet l'obtention d'un signal d'anti-coïncidence (ou de veto). Trois chambres à dérivation (DCs) sont utilisées pour reconstruire la trajectoire des particules incidentes. Enfin un détecteur Cherenkov est placé en début de ligne pour identifier la nature des particules incidentes. (Pour l'ensemble du dispositif expérimental on pourra se reporter aux figures 4.5 et 4.6).

2 Acquisition et étalonnage

Le signal déposé dans les diodes de silicium est lu grâce à des circuits micro-électroniques intégrés conçus spécifiquement. Ces circuits, sous forme de "chips" ou de puces, sont placés en bout des cartes de circuits imprimés à l'extérieur de la structure alvéolaire de tungstène. Le rôle de ces circuits est de fournir un signal de sortie dont la tension maximum est proportionnelle à la charge déposée dans la diode concernée. Une puce peut lire 18 voies à la fois, on a donc 2 puces par matrice de

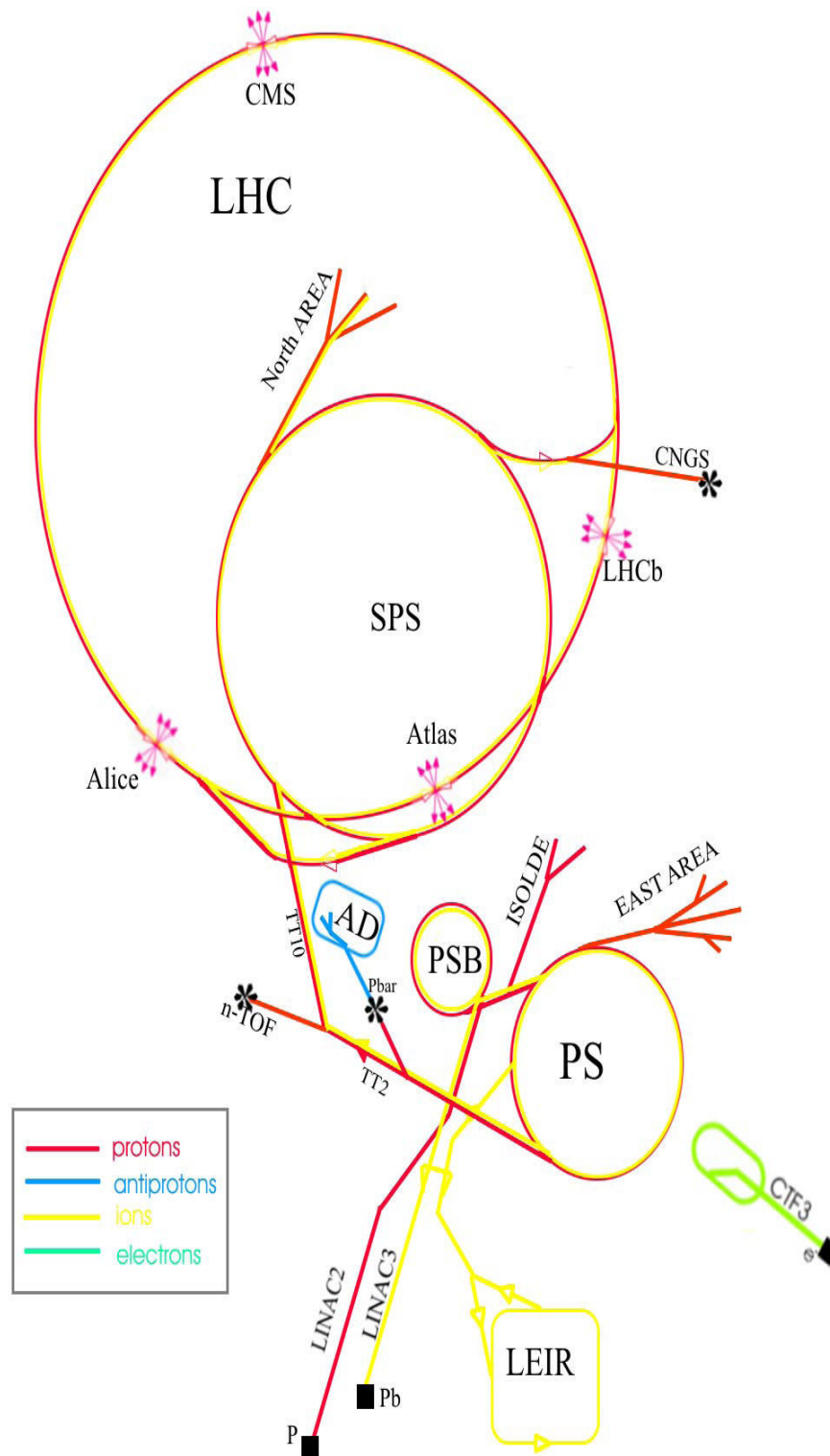


FIG. 4.4 – Schéma de l'accélérateur SPS

CHAPITRE 4. TESTS EN FAISCEAU DU PROTOTYPE DE CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

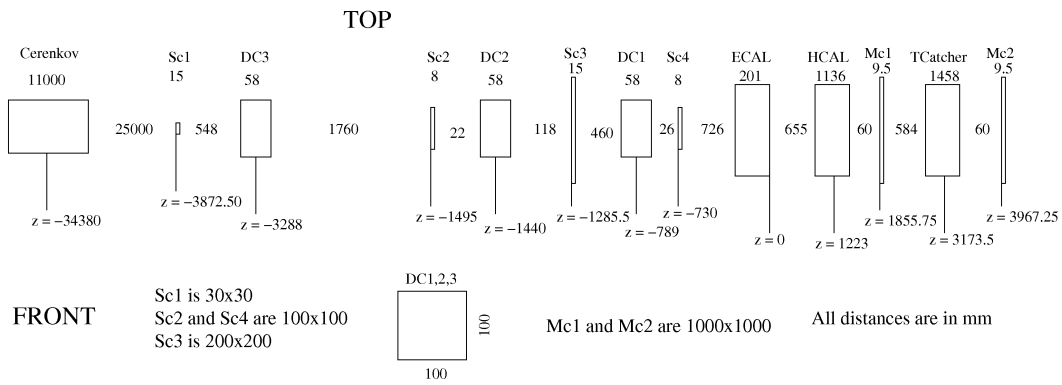
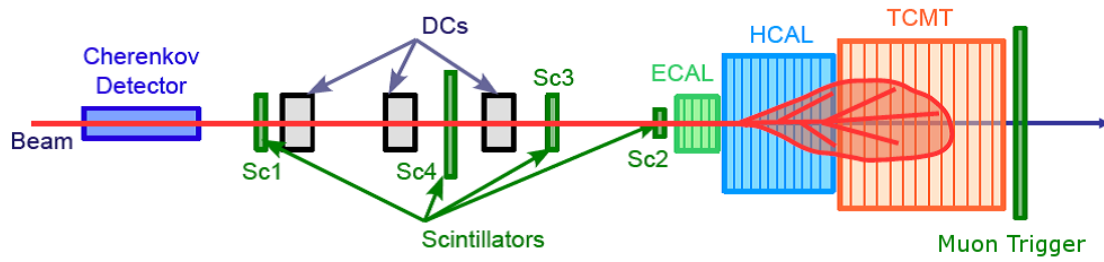


FIG. 4.5 – Schéma du dispositif expérimental au CERN



FIG. 4.6 – Photo du dispositif expérimental

diodes, soit au total 12 puces par carte de circuit imprimé. Les signaux sont ensuite envoyés vers 2 ADC 16 bits qui convertissent les réponses analogiques en signaux numériques. Ces données sont ensuite envoyées dans l'ordinateur d'acquisition puis stockées dans les centres de calcul de DESY et de l'IN2P3 grâce à la grille LCG.

L'étape suivante du traitement des données est de convertir les enregistrements des ADC en unité physique. Cette étape d'étalonnage a été effectuée par la collaboration CALICE [17].

Au début de chaque prise de données puis tous les 20000 événements enregistrés, un étalonnage relatif de l'électronique est effectué voie par voie. Cet étalonnage consiste en 500 mesures de piédestaux et 500 mesures de charges injectées par un circuit électronique dédié. L'amplitude pour une charge donnée est alors obtenue en soustrayant la valeur moyenne du signal du convertisseur avec la réponse moyenne des piédestaux.

Le prototype a été exposé à un faisceau de muons pour l'étalonnage absolu. En effet le dépôt d'énergie de cette particule est essentiellement dû au phénomène d'ionisation. Le muon a la particularité de produire une ionisation presque constante sur une grande gamme d'énergie autour de son minimum d'ionisation, de plus c'est la particule qui possède le signal d'ionisation le plus faible. On appelle celui-ci MIP pour "Minimum Ionising Particle". En pratique ce signal peut être obtenu facilement en utilisant les muons du rayonnement cosmique ou des muons issus de faisceaux tests. Les valeurs en MIP sont aussi utilisées pour comparer les résultats expérimentaux avec les prédictions des simulations de façon à utiliser une unité commune ayant une signification physique. Le coefficient de conversion trouvé lors des différents tests est de l'ordre de 40 à 50 coups ADC/MIP variable selon les cellules. La figure 4.7 montre la réponse de paires cellules à des muons cosmiques.

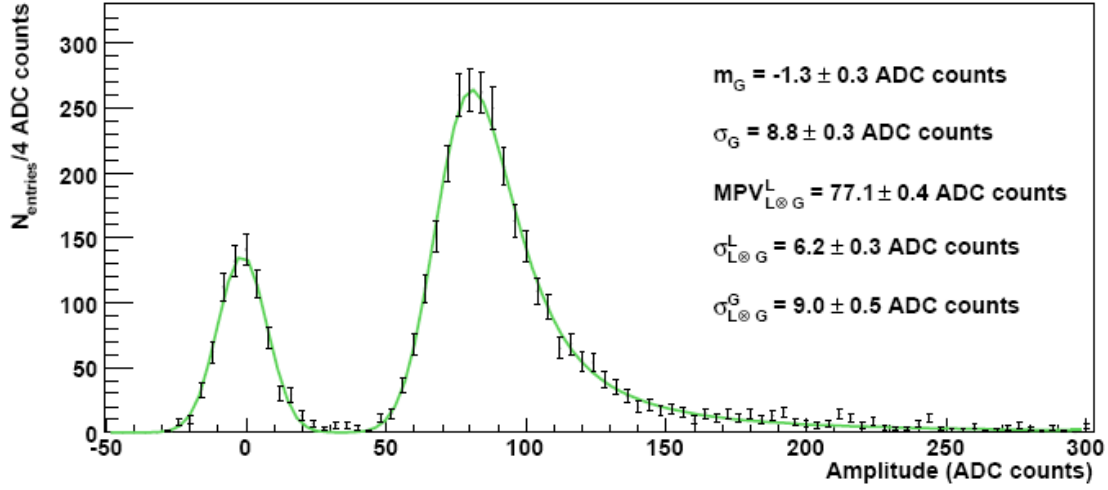


FIG. 4.7 – Exemple d'étalonnage réalisé avec des muons cosmiques. Les PCBs ont été testés par paires. Le premier pic, ajusté par une fonction gaussienne caractérisée par son écart type σ_G et sa valeur moyenne m_G , correspond au piédestal. Le second pic, centré ici sur 82 coups ADC, montre le signal correspondant au MIP. Ce pic a été ajusté par une courbe de Landau ($MPV_{L\otimes G}^L$ = "Maximum Probable Value" et $\sigma_{L\otimes G}^L$ = largeur) convoluée avec une distribution gaussienne de largeur $\sigma_{L\otimes G}^G$ [17].

Les piédestaux qui correspondent aux signaux électroniques en l'absence de signal physique permettent de définir les points zéro des mesures d'amplitudes. Ce point a été calculé pour chaque voie en utilisant les données d'étalonnage mesurées au début de chaque prise de données. Le décalage résiduel sur la position des piédestaux est inférieur à 0,2 % d'un MIP. Le bruit est obtenu en mesurant la largeur de la distribution des piédestaux. Il est inférieur à 13 % d'un MIP pour toutes les voies, ce qui donne pour le signal "physique" le plus faible (1 MIP) un rapport signal sur bruit supérieur à 7. L'impact sur la résolution en énergie sera de $0,13 \times \sqrt{N}$ en MIP avec N étant le nombre de cellules touchées. Pour des électrons de 1 GeV (45 GeV) on a environ 100 (400) cellules touchées ; ce qui conduit à un bruit de 1,3 (2,6) MIP.

3 Sélection des électrons

Le faisceau fourni par le CERN n'est pas pur en électrons. Le choix des particules composant le faisceau est obtenu en utilisant différents jeux d'absorbeurs. Cela permet d'obtenir un faisceau par exemple riche en électrons ou en pions. Dans le cas des électrons le faisceau reste contaminé par des muons et par des pions. Pour caractériser la réponse du détecteur aux électrons, il est nécessaire de s'assurer que les événements sélectionnés soient suffisamment purs en électrons. C'est pourquoi le dispositif expérimental est équipé d'un détecteur Cherenkov dédié à l'identification

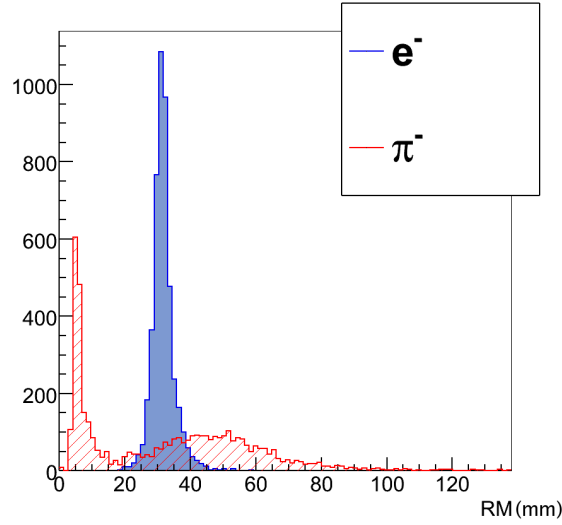


FIG. 4.8 – Distributions du rayon de Molière pour des électrons et des pions

des particules. Malheureusement pour les données de 2006, le détecteur Cherenkov fut mal utilisé. Après un étalonnage pour une énergie fixe, la pression du gaz à l'intérieur du détecteur est restée inchangée alors qu'elle aurait dû être modifiée pour chaque énergie. C'est pourquoi j'ai désiré utiliser les potentialités fournies par le calorimètre EM à haute granularité, pour identifier les particules du faisceau.

Pour évaluer le pouvoir discriminant des différentes variables décrivant les gerbes hadroniques et électromagnétiques, nous avons produit 2 lots de données issues de simulations Monte-Carlo. Un lot avec des pions et un deuxième avec des électrons. Pour limiter les biais on a utilisé une distribution uniforme de l'énergie de 1 à 100 GeV et une dispersion spatiale reproduisant le profil du faisceau. On a donc produit 50000 événements de pions et 50000 événements d'électrons.

Pour séparer les pions et les muons on étudiera différents paramètres permettant de discriminer les différents types de gerbes.

Détails et mode de calcul de ces variables :

- **Le rayon de Molière (RM)** : Ce paramètre est défini comme le rayon¹ du cylindre contenant 95% de l'énergie² de la gerbe. Il permet de caractériser l'extension radiale de la gerbe. La mesure de cette extension pourra permettre une séparation tout d'abord entre les particules qui n'ont pas encore produit de gerbe (comme les particules hadroniques) et celles qui interagissent rapidement comme les électrons, les positrons et les photons, c'est-à-dire les particules dites électromagnétiques. On constate sur la figure 4.8 que la va-

¹Le rayon de Molière est définie comme contenant 90% de l'énergie. L'utilisation de 95% à la place de 90% est une question de définition sans conséquence sur la sélection.

²Notre définition de l'énergie est explicitée dans le paragraphe 4.1 page 45.

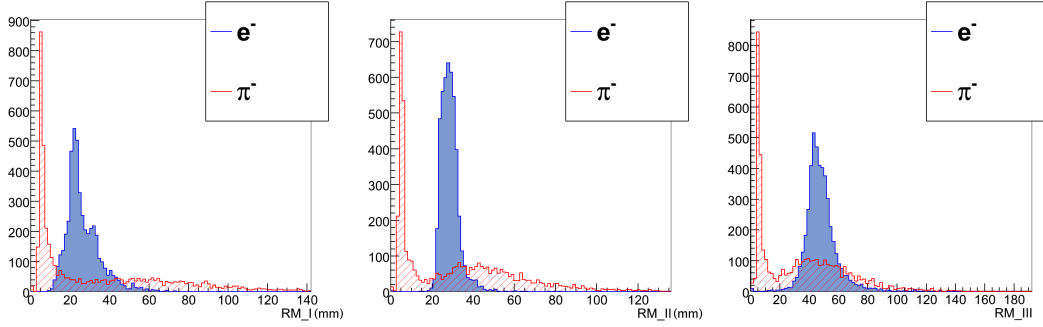


FIG. 4.9 – Distributions du rayon de Molière pour des électrons et des pions dans les différents compartiments du prototype de calorimètre EM

leur moyenne du rayon de Molière pour les électrons est centrée sur 28 mm ce qui est supérieur à sa valeur nominale dans le tungstène seul. Elle serait d'environ 20 mm pour une définition du rayon de Molière à 90% [23] qui est à comparer aux 0,9 cm pour le tungstène seul. Cet effet est dû aux espaces entre les plaques d'absorbeur en tungstène. Les épaisseurs de matériaux entre les couches de tungstène doivent donc être limitées au maximum pour éviter l'extension radiale des gerbes.

- **La variation du rayon de Molière** (voir figure 4.9) : Elle est prise en compte grâce à la mesure du rayon de Molière pour chacun des trois compartiments du prototype de calorimètre EM, où \mathbf{RM}_I correspond au rayon de Molière du premiers compartiment (couche 1 à 10), \mathbf{RM}_{II} correspond au rayon de Molière du second compartiment (couche 11 à 20) et \mathbf{RM}_{III} correspond au rayon de Molière du troisième compartiment (couche 21 à 30). Il est ainsi possible de distinguer plus finement les gerbes électromagnétiques au rayon à peu près constant et les gerbes hadroniques où le rayon est d'abord quasi-nul puis augmente progressivement au fil des interactions.
- **Position du barycentre de l'énergie déposée sur l'axe Z** (voir figure 4.10) : Le développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques en profondeur est différent. Dans ce cas on est sensible à l'évolution de l'énergie³ déposée le long de l'axe Z (c'est-à-dire en fonction de la profondeur). On déterminera le barycentre en Z du dépôt d'énergie pour chacun des ses compartiments.
- **L'évolution du dépôt de l'énergie** (voir figure 4.11) : On calcule simplement l'énergie⁴ relative c'est-à-dire le rapport entre l'énergie déposée dans chaque compartiment et l'énergie totale mesurée. On obtient ainsi une indication sur l'évolution de la gerbe.

Ces différentes données sont ensuite entrées dans des méthodes dites multiva-

³Notre définition de l'énergie est explicitée dans le paragraphe 4.1 page 45.

⁴Idem.

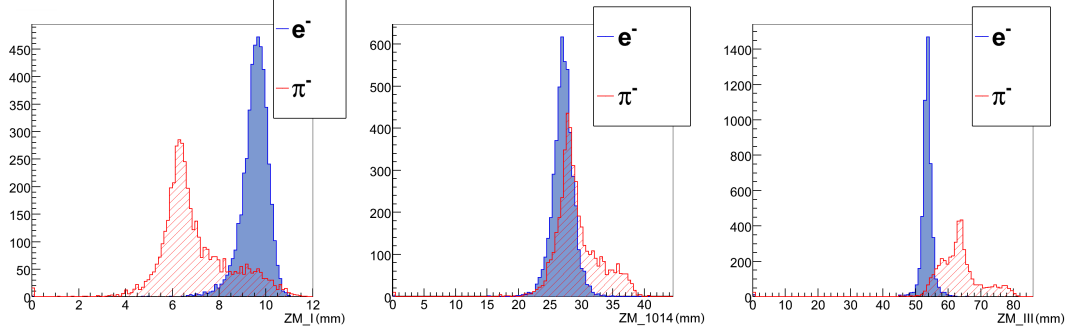


FIG. 4.10 – Profondeur moyenne de la gerbe pour des électrons et des pions dans les différents compartiments du prototype de calorimètre EM

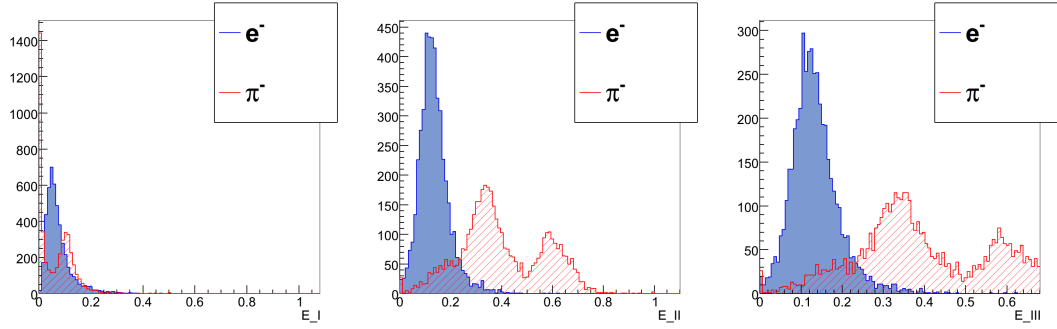


FIG. 4.11 – Énergies relatives dans chaque compartiment pour des électrons et des pions (on observe 2 pics pour les pions, le premier correspond aux pions qui n'ont pas déclanché de gerbe, le second aux pions qui ont démarré une gerbe dans le calorimètre EM)

riables utilisables grâce au "package" TMVA de ROOT. On a alors accès à différentes méthodes : coupures rectangulaires, discriminant de Fisher, réseaux de neurones, "likelihood" ou arbre de décision, dans un cadre unifié et simplifié permettant de faire facilement des comparaisons.

Grâce à ces méthodes on peut optimiser notre sélection. Nous avons choisi une méthode utilisant des arbres de décisions optimisées pour l'efficacité obtenue et pour la stabilité aux corrélations⁵.

La sortie pour un arbre de décisions pondérées est un signal vers "-1" pour le bruit de fond (dans notre cas les pions) et vers "1" pour le signal (c'est-à-dire les électrons).

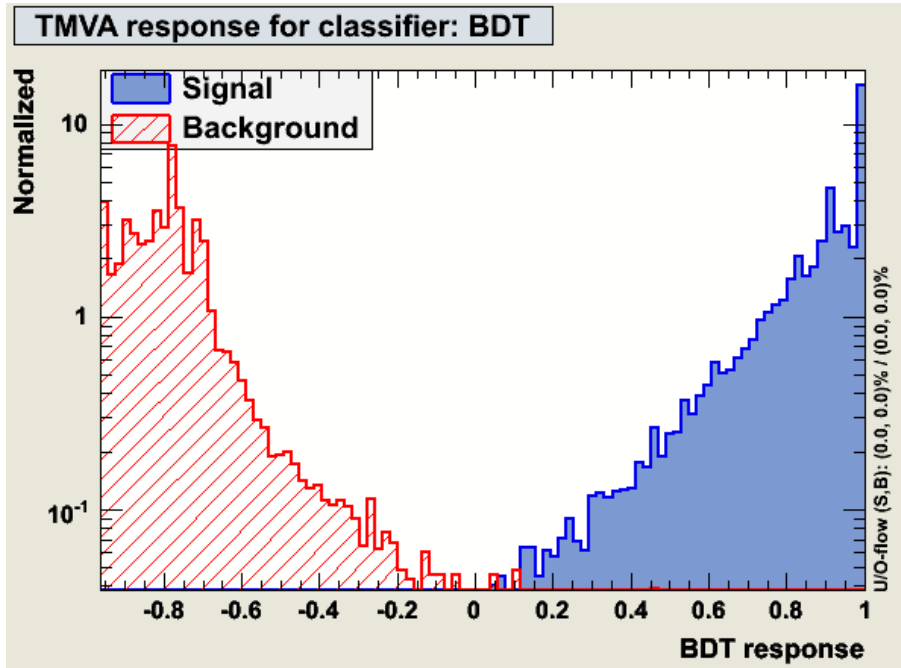


FIG. 4.12 – Variable de sortie de l'arbre de décisions pondérées

On remarquera sur la figure 4.12 que le bruit de fond et le signal sont clairement séparés avec très peu de recouvrement ce qui est exactement le but recherché avec une variable discriminante. Sur la courbe de réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité du signal (figure 4.13), on voit que l'on peut assurer simultanément une bonne efficacité d'identification et une bonne réjection du bruit de fond. On peut ainsi rejeter 99 % des pions et conserver plus de 96 % des électrons en prenant les

⁵Un arbre de décisions est une méthode de tri de données où à chaque niveau on applique une coupure permettant de séparer et de créer deux branches : une de type signal et une autre de type bruit de fond. Ces coupures sont appliquées par discriminations décroissantes à chacune des branches créées. L'optimisation de l'arbre est effectuée en réentrant les données dans un nouvel arbre et en pondérant plus fortement les données qui n'ont pas été classées correctement. Dans la méthode des arbres de décisions optimisées on utilise donc plusieurs arbres de décisions, ici 500.

événements dont la variable de sortie de l'arbre de décisions pondérées est supérieure à 0,20.

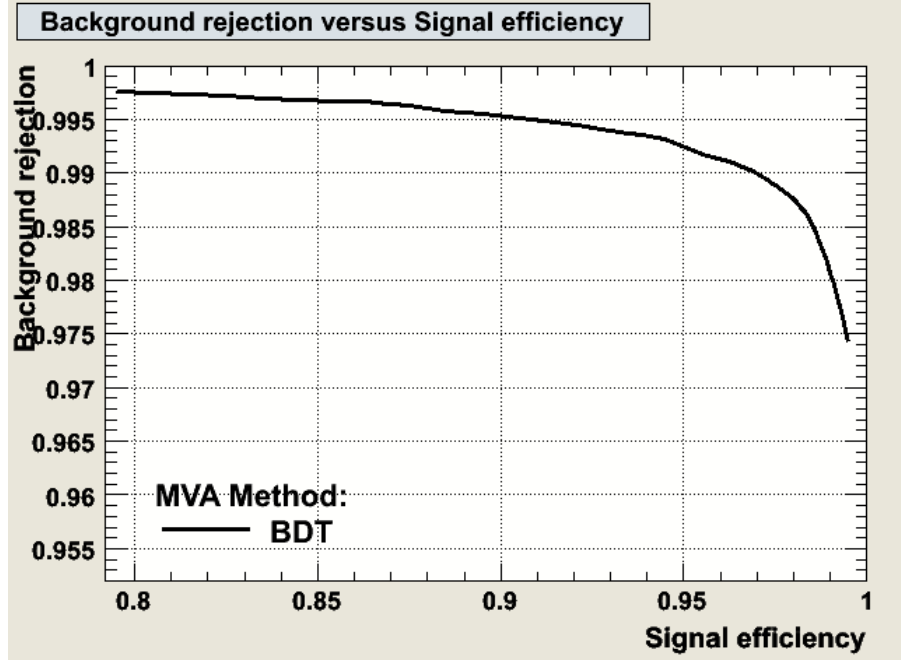


FIG. 4.13 – Réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité de détection

Lorsque l'on applique cette technique à des données issues des tests en faisceaux on peut constater que la sélection reste bonne et qu'elle est probablement meilleure que celle provenant du détecteur Cherenkov. Les événements sélectionnés avec la méthode de l'arbre représentent 65 % des événements enregistrés, il n'est pas possible (ou très difficile) sans mesures extérieures de séparer la contamination réelle du faisceau en pions et le taux de pions échappant à la sélection. Ces résultats apparaissent supérieurs à ceux du Cherenkov (pas de queue à basse énergie, voir figure 4.14), mais il est toutefois bien difficile de caractériser son efficacité vis-à-vis de celle du Cherenkov.

Pour sélectionner les électrons nous avons donc choisi d'utiliser uniquement les données du calorimètre décrivant la forme de la gerbe au travers d'un arbre de décisions pondérées qui a aussi l'avantage d'être robuste.

4 Résolution en énergie

4.1 Reconstruction de l'énergie

La mesure de l'énergie dans notre calorimètre à échantillonnage n'est pas obtenue par la somme directe de l'énergie mesurée par chaque couche active. Notre détecteur a une fraction d'échantillonnage (c'est-à-dire le rapport entre la quantité de matière

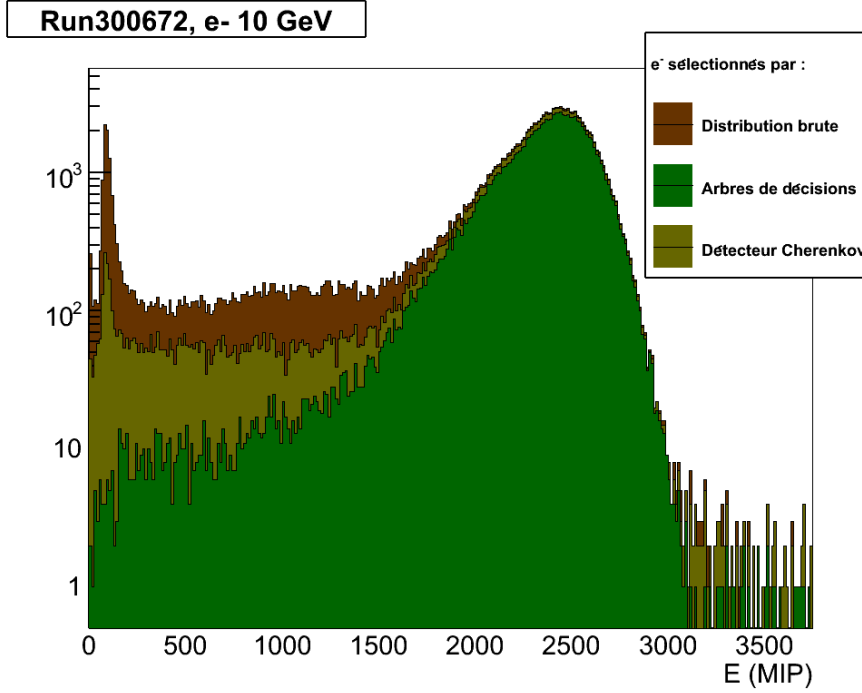


FIG. 4.14 – Exemple de sélection pour une prise de données d’électrons de 10 GeV

active d’une couche exprimée en longueur de radiation et la quantité de matière de tungstène de la couche qui précède) qui diffère selon le compartiment. Pour compenser la non régularité de l’échantillonnage, on attribue un poids différent aux couches appartenant aux différents compartiments. Ce poids est donc proportionnel à la quantité de matière entre deux cellules active exprimée en X_0 . Ce qui est équivalent à prendre ce poids proportionnel à l’épaisseur de tungstène de la couche qui précède celle considérée. Ce choix d’échantillonnage privilégie la mesure du début de gerbe et a pour objectif d’augmenter la sensibilité du calorimètre pour les basses énergies :

$$E_{meas} = \sum_{i=0}^{i=9} E_i + 2 \sum_{i=10}^{i=19} E_i + 3 \sum_{i=20}^{i=29} E_i$$

Il existe d’autres pondérations donnant des résultats légèrement meilleurs. Elles amplifient la zone où le signal est le plus important (le premier compartiment à basse énergie) et diminuent légèrement l’impact de celles où le bruit devient important (le dernier compartiment à basse énergie). Elles sont donc en fait optimisées pour une gamme d’énergie.

Nous avons aussi étudié en collaboration avec l’université Hassan II de Casablanca, l’effet d’un comptage digital du nombre de cellules dépassant un seuil prédéfini. Ce travail a fait l’objet d’une note [24] qui montre qu’avec cette technique il est possible d’obtenir de meilleurs résultats à très basses énergies, soit de l’ordre de quelques GeV. Nous ne présenterons pas ici ces résultats.

4.2 Étude des effets dus aux anneaux de gardes

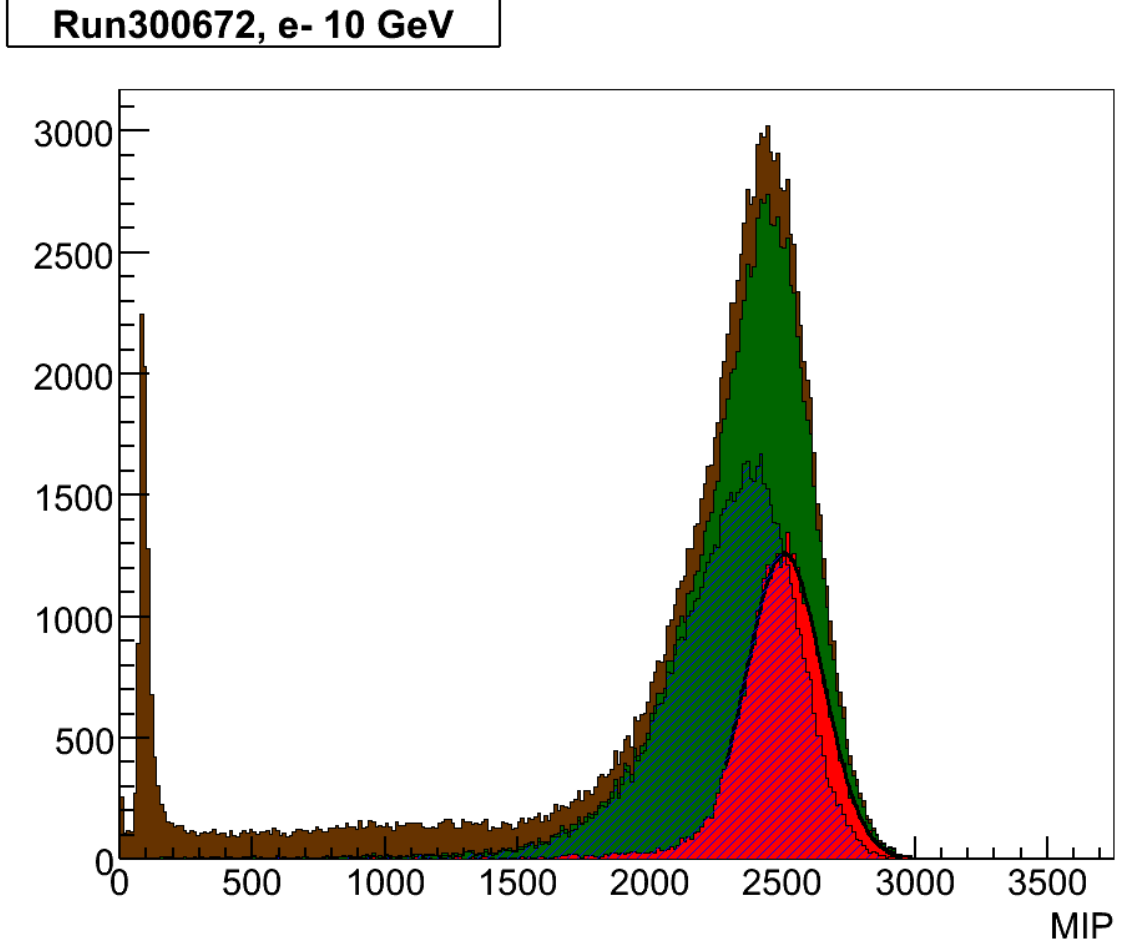


FIG. 4.15 – Distribution brute (en marron) de l'énergie pour le "run" 300672 ($E_{\text{faisceau}} = 10 \text{ GeV}$), après sélection des électrons (en vert) et après avoir sélectionné les événements loin des anneaux de garde (en rouge). La distribution des événements empiétant sur les anneaux de garde est représentée en vert hachuré.

Le profil brut en énergie (en marron sur la figure 4.15) montre un pic à très basse énergie puis un plateau et enfin une distribution pas tout à fait gaussienne. Le pic à très basse énergie provient de la contamination de notre faisceau d'électrons par des muons qui laissent un signal d'un MIP en moyenne. Le plateau est dû à une contamination de notre faisceau par des pions. Enfin la distribution plus ou moins gaussienne correspond principalement au dépôt d'énergie provenant des électrons.

Les figures 4.16 et 4.17 montrent les distributions de l'énergie déposée pour chaque événement en fonction de la position du barycentre de la gerbe sur les axes X (horizontal) et Y (vertical). La distribution sur l'axe X met en évidence une baisse de la valeur moyenne de l'énergie centrée autour de deux creux. La distribution en Y ne

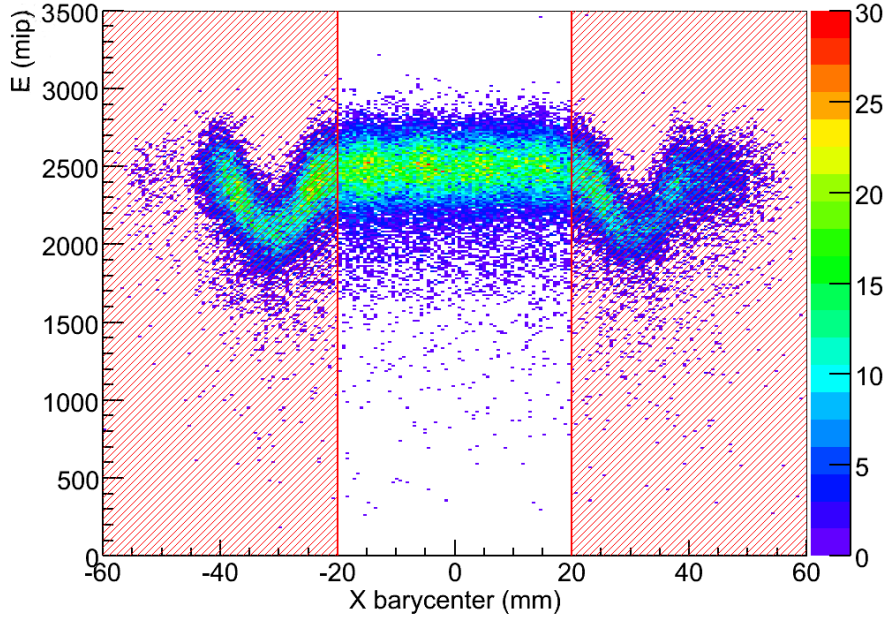


FIG. 4.16 – Distributions de l'énergie déposée en MIP en fonction de la position du barycentre de la gerbe sur l'axe X. Les hachures rouges correspondent à la zone proche des anneaux de garde. Les événements dont le barycentre est dans cette zone seront supprimés.

fait apparaître qu'un seul creux d'inefficacité. La largeur de ces creux est proche de 10 mm soit environ le rayon de Molière correspondant au tungstène. Les deux creux en X sont espacés de 62 mm et correspondent aux anneaux de garde qui ont une largeur de 1 mm par matrice de diodes. Cette zone de garde est non instrumentée. On remarquera que les creux "d'inefficacité" sont plus marqués dans la distributions en Y que dans la distribution en X, car les plaques de détection ("slabs") en Y sont parfaitement alignées alors qu'en X des décalages ont été volontairement introduits (se reporter à la fin du paragraphe 1.1 page 33).

La méthode de sélection des électrons, explicitée à la page 40, permet d'obtenir la distribution en vert sur la figure 4.15 qui est donc moins contaminée par d'autres particules. On peut remarquer que la distribution reste encore asymétrique et fait apparaître une queue à basse énergie. Cette queue à basse énergie provient de l'inefficacité de détection due à la présence des anneaux de garde (voir distributions figures 4.16 et 4.17).

Pour évaluer l'effet dû aux anneaux de garde nous allons séparer les événements qui sont centrés à l'intérieur des matrices (et donc très peu affectés) avec ceux dont la gerbe intercepte ou couvre les anneaux de gardes (surfaces roses dans les figures 4.16 et 4.17). La zone correspondante à une largeur de 10 mm de chaque côté de l'anneaux de garde soit une largeur total de 22 mm. Pour l'axe X il était plus commode de conserver uniquement les événements dont le baricentre est au centre

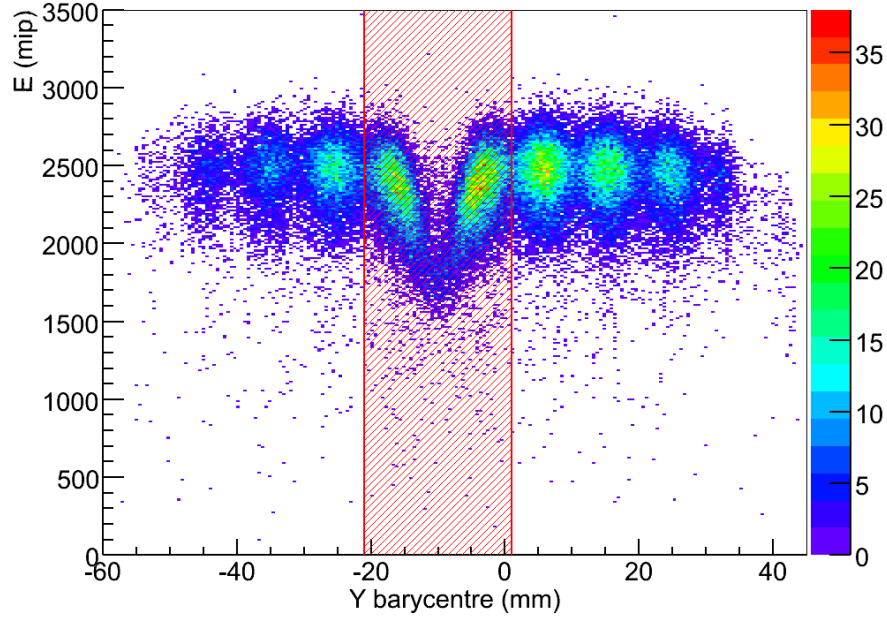


FIG. 4.17 – Distributions de l'énergie déposée en MIP en fonction de la position du barycentre de la gerbe sur l'axe Y. Les hachures rouges correspondent à la zone proche des anneaux de garde. Les événements dont le barycentre est dans cette zone seront supprimés.

de la matrice.

La figure 4.15 montre que les événements en vert hachuré qui chevauchent les anneaux de garde ont en moyenne moins d'énergie que ceux centrés dans les matrices de diodes, en rouge. Les anneaux de garde entraînent donc une perte de signal et surtout déforment la distribution en énergie. Nous allons désormais conserver uniquement les événements loin des anneaux de garde. Cette sélection peut apparaître arbitraire, mais elle a le mérite de permettre une comparaison propre et efficace avec les données de simulation Monte-Carlo.

4.3 Linéarité

Nous allons tout d'abord vérifier la linéarité de la réponse du calorimètre. Pour mesurer cette réponse moyenne après les différentes sélections, la distribution finale de chaque prise de données est ajustée par une gaussienne sur un intervalle asymétrique $[-1,5\sigma ; 3\sigma]$ pour limiter les effets résiduels dus aux anneaux de garde (voir figure 4.18). Sur la figure 4.19 nous vérifions que la réponse du calorimètre est bien proportionnelle à l'énergie nominale du faisceau. Pour les données des tests en faisceau, nous obtenons une réponse graduée en MIP (voir page 36), alors que la réponse des simulations Monte-Carlo est exprimé en MeV. La réponse des simulations correspond à l'énergie déposée par la gerbe dans les matériaux actifs soient

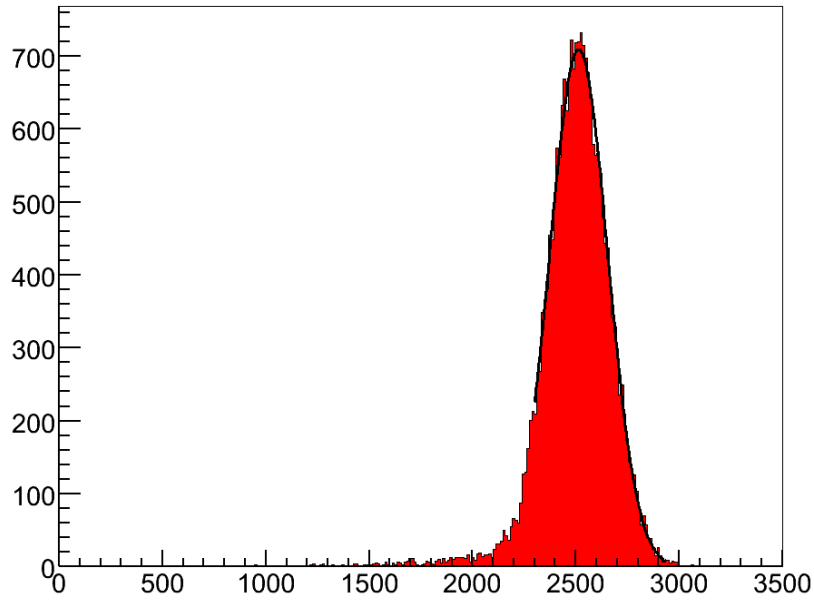


FIG. 4.18 – Distribution finale en énergie après les différentes sélections ($E_{electrons} = 10$ GeV). Il subsiste une légère queue due à l'extension radiale des gerbes

les diodes de silicium. À partir de ces droites nous pouvons déduire le coefficient

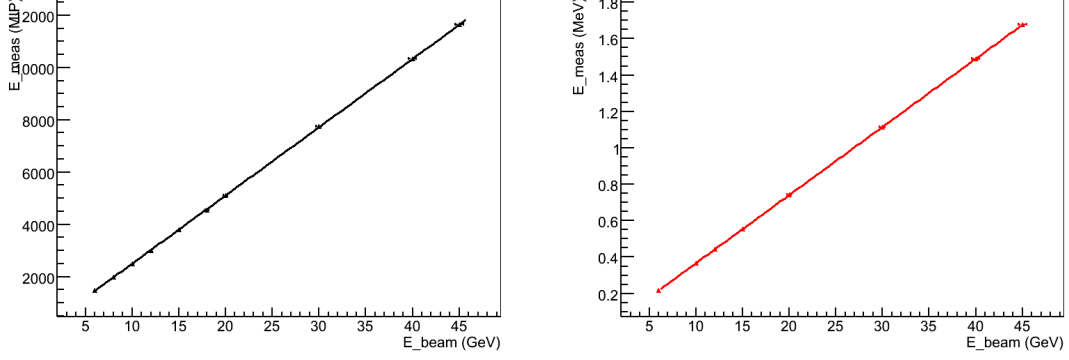


FIG. 4.19 – Linéarité de la réponse du prototype de calorimètre EM à gauche pour les données des tests en faisceau et à droite pour les données des simulations Monte-Carlo

d'étalonnage que nous appellerons K . On trouve respectivement pour les données des tests en faisceaux $K_{data} = 3,95 \times 10^{-3}$ GeV/MIP et pour les simulations Monte-Carlo $K_{MC} = 27$ GeV/MeV.

Pour la mesure de la linéarité on a considéré comme incertitude uniquement celle issu du faisceau. Le faisceau nous est fournie par le CERN avec une incertitude sur l'énergie à 2% près.

La linéarité sous la forme $(E - E_{faisceau})/E_{faisceau}$ (%) a été reportée sur la figure 4.20. La linéarité obtenue est meilleure que 1%. Les simulations Monte-Carlo reproduisent fidèlement le comportement du calorimètre EM soumis aux tests en faisceau jusque dans les fluctuations de la linéarité.

4.4 Mesure de la résolution en énergie

Après l'étalonnage et les différentes sélections, pour chaque prise de donnée, on ajuste la distribution en énergie obtenue avec une fonction gaussienne sur l'intervalle asymétrique $[-1,5\sigma ; 3\sigma]$ (voir la sous-section 4.3 page 49). La résolution en énergie est définie comme le rapport entre l'écart type de la gaussienne et sa valeur moyenne.

La figure 4.21 donne la résolution en énergie en fonction de l'énergie du faisceau. Les points expérimentaux suivent une courbe qui peut être ajustée par la fonction suivante :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E \text{ (GeV)}}} \oplus c$$

où a/\sqrt{E} représente le terme stochastique dû aux fluctuations statistiques, c'est-à-dire à la variation du nombre de particules secondaires produites. Cette contribution est décroissante avec l'énergie et explique l'intérêt des calorimètres dont la précision augmente avec l'énergie. À ce terme s'ajoute quadratiquement un terme dit constant

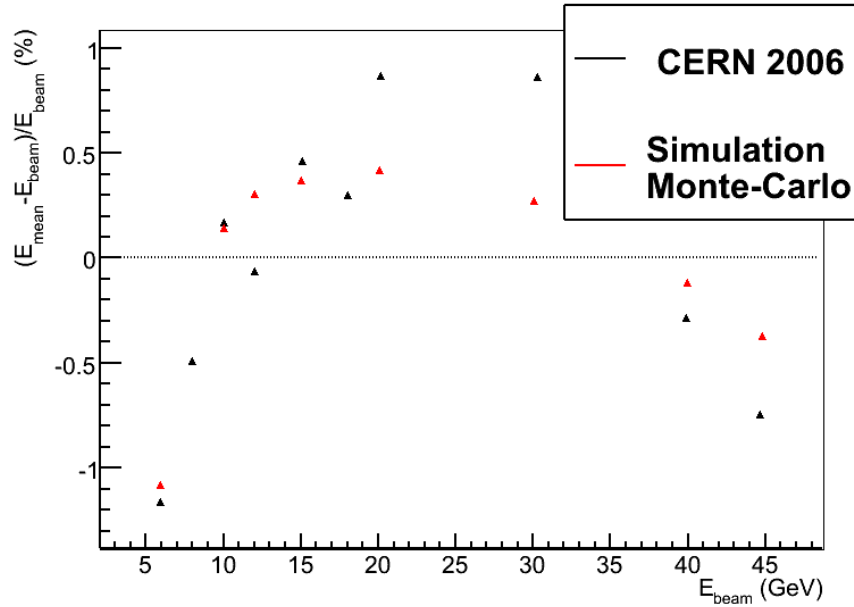


FIG. 4.20 – Linéarité de la réponse du prototype de calorimètre EM pour les données des tests en faisceau (en noir) et pour les données des simulations Monte-Carlo (en rouge)

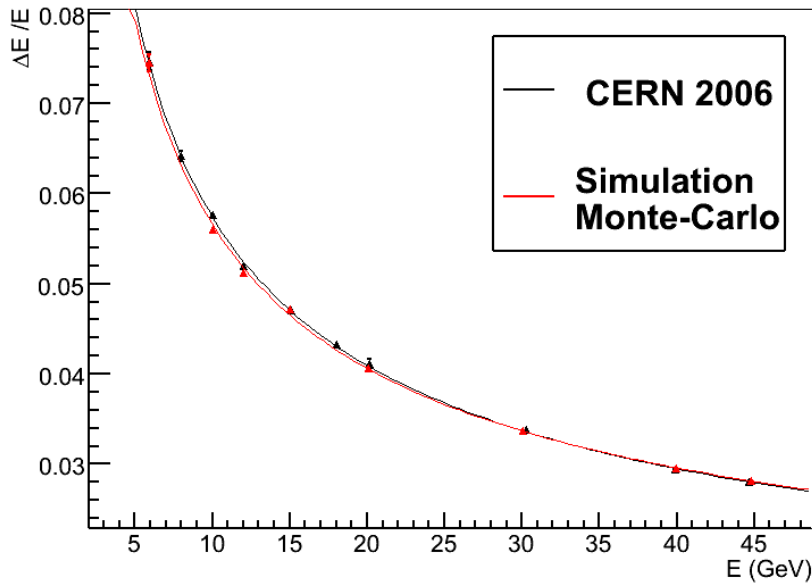


FIG. 4.21 – Résolution en énergie du prototype de calorimètre EM en fonction de l'énergie nominale du faisceau

" c " qui représente les inefficacités de détection et les différentes non-linéarités. Ce dernier terme caractérise l'herméticité et l'homogénéité du détecteur. Enfin nous avons négligé le bruit électronique et les effets d'empilement qui conduiraient à une contribution quadratique inversement proportionnelle à l'énergie " b/E ". Le bruit électronique a été estimé (voir paragraphe 2 page 36) comme inférieur à 1,3 MIP pour 1 GeV et 2,6 MIP pour 45 GeV, soit en utilisant le coefficient K d'étalonnage 5,2 MeV pour 1 GeV et 0,2 MeV pour 45 GeV, soit une contribution négligeable au regard des autres contributions. De plus on peut voir superposé en rouge la résolution en énergie obtenue à partir de simulations Monte-Carlo. Les points de cette dernière sont très proches des résultats des tests en faisceau. Les valeurs obtenues par l'ajustement sont $a = (17,96 \pm 0,7)\% \cdot \text{GeV}^{-1/2}$ et $c = (0,8 \pm 0,06)\%$ pour les données des tests en faisceau et $a = (17,6 \pm 0,13)\% \cdot \text{GeV}^{-1/2}$ et $c = (1,01 \pm 0,11)\%$ pour les résultats des simulations. Le point de plus haute énergie à 45 GeV avec $\Delta E/E = 2,79\%$ ne contraint que faiblement le terme c . Pour contraindre plus fortement ce terme il faudrait prendre des données autour de 100 GeV ou 200 GeV. Ces résultats montrent que notre détecteur est bien modélisé par nos simulations Monte-Carlo et qu'il atteint les performances attendues.

5 Correction des effets dus aux anneaux de gardes

La disposition particulière des anneaux de garde et leur alignement ne sont pas représentatifs du détecteur final. Pour celui-ci les anneaux de garde ne seront pas alignés, les événements près d'un anneau de garde ne pourront pas être supprimés. Des méthodes alternatives ont été étudiées pour que l'information perdue dans les zones non-instrumentées dont la taille caractéristique (2 mm) est inférieure au rayon de Molière du tungstène (9 mm) puisse être récupérée. Ces méthodes sont regroupées en deux approches : une première qui part de la mesure effective des inefficacités (soit globale soit locale) pour leur appliquer une fonction de correction et une deuxième qui tente de reconstruire l'énergie perdue localement dans les anneaux de garde par la mesure de la distribution spatiale de l'énergie déposée et son interpolation dans les anneaux de garde.

Dans les paragraphes suivants nous comparerons les performances de ces différentes méthodes. Nous réutiliserons la séparation spatiale en zones distinctes : la zone des événements loin ou faiblement affectés par les anneaux de garde et la zone proche ou affectée par les anneaux de garde.

5.1 Méthodes des fonctions de correction

5.1.1 Méthode globale

Dans la section 4.2 et notamment avec les figures 4.16 et 4.17 qui représentent l'énergie mesurée en fonction de la position sur les axes X et Y du barycentre de

chaque gerbe, nous avons montré que l'effet de zones non-instrumentées se caractérise par une baisse de l'énergie moyenne mesurée. Cela entraîne une dégradation de la résolution du calorimètre comme le montre la figure 4.15. Cet effet peut être décrit par la fonction ci-dessous qui suppose que l'énergie perdue a un profil gaussien :

$$f(\bar{x}, \bar{y}) = \left(1 - a_x e^{-\frac{(\bar{x} - x_{gap})^2}{2\sigma_x^2}}\right) \bullet \left(1 - a_y e^{-\frac{(\bar{y} - y_{gap})^2}{2\sigma_y^2}}\right)$$

Les variables \bar{x} et \bar{y} représentent la position du barycentre de chaque gerbe sur les axes X et Y. Le profil de la distribution de l'énergie en fonction de la position du barycentre, est ajusté sur des données (voir figure 4.22).

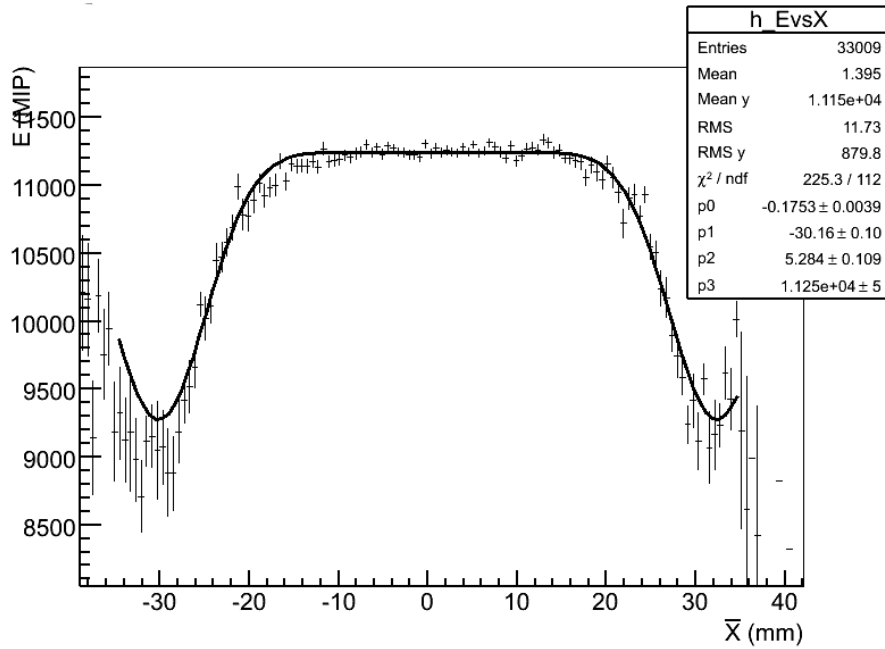


FIG. 4.22 – Ajustement de la fonction de correction sur le profil de l'énergie moyenne mesurée en fonction de la position X du barycentre de la gerbe

La correction s'effectue en multipliant pour chaque événement l'énergie brute mesurée par l'inverse de la valeur de la fonction d'ajustement précédente en fonction de la position du barycentre calculé. Pour des électrons de 45 GeV, voir figure 4.23, cette méthode de correction conduit à un meilleur résultat ($\frac{\Delta E}{E} = 3,1\%$) par rapport aux données brutes ($\frac{\Delta E}{E} = 3,4\%$) et se rapproche des événements loin ou non affectés par les anneaux de garde ($\frac{\Delta E}{E} = 2,79\%$).

Si l'on mesure la résolution du calorimètre EM à différentes énergies on obtient la figure 4.24 dont les résultats sont consignés dans le tableau 4.1. Les conclusions obtenues pour une prise de donnée à 45 GeV sont confirmées. On peut montrer que cette correction, par principe, a une très faible influence sur les événements loin des anneaux de garde et ne dégrade pas la résolution de ces événements. L'intérêt d'une

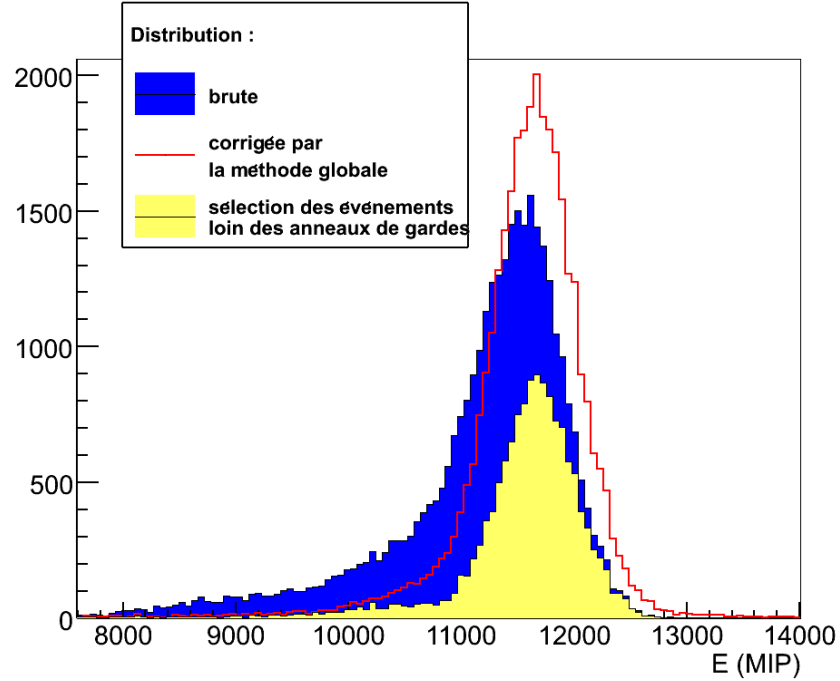


FIG. 4.23 – Distribution en énergie pour une prise de données à 45 GeV, avec la distribution brute (en bleu), la distribution corrigée par la méthode globale (en rouge) et les événements non corrigés sélectionnés loin des anneaux de garde (en jaune)

Distribution	a (%)	c (%)
brute	$23,53 \pm 0,05$	$0 \pm 0,1$
corrigée par la méthode globale	$20,23 \pm 0,06$	$0,87 \pm 0,08$
sélection des événements loin des anneaux de gardes	$17,96 \pm 0,7$	$0,8 \pm 0,06$

TAB. 4.1 – Comparaison de la résolution en énergie pour des électrons corrigée par la méthode globale et la sélection des événements loin des anneaux de gardes

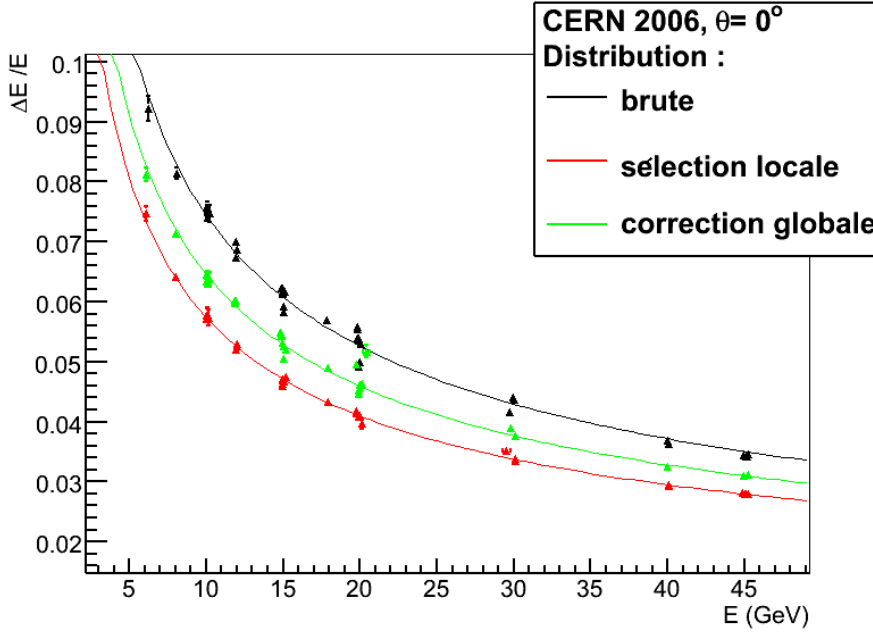


FIG. 4.24 – Distribution en énergie brute (en noir), après correction globale (en vert) et avec les événements loin des anneaux de garde (en rouge)

telle méthode est surtout d'obtenir une réponse uniforme du détecteur et qu'il est donc possible de récupérer une partie de l'énergie non mesurée dans les anneaux de garde.

5.1.2 Méthodes des couches

Nous avons décidé d'effectuer la même procédure de correction que précédemment mais appliquée pour chaque couche du calorimètre EM. C'est-à-dire que la réponse moyenne de chaque couche est mesurée puis ajustée à l'aide d'une fonction de réponse semblable à celle de la méthode globale. Celle-ci est ensuite utilisée pour corriger l'énergie brute mesurée dans la couche considérée.

Le nombre parfois faible de cellules touchées fait que le calcul du barycentre dans chaque couche est soumis à de grandes fluctuations. Nous préférons donc utiliser la trajectoire reconstruite par l'ensemble du prototype de calorimètre EM (voir page 71) conduisant à un meilleur résultat que le calcul du barycentre dans chaque couche. Pour s'affranchir des effets de faisceaux nous avons effectué ces ajustements couche par couche à l'aide de données Monte-Carlo.

Pour chaque couche la fonction de correction est bien ajustée (voir figure 4.25 et annexe C) reproduisant ainsi l'effet de la zone non-instrumentée. Pour les couches extrêmes (en début et fin du prototype) la précision sur cette fonction est moins bonne en raison de la faible énergie déposée. Toutefois la contribution de ces dernières couches à l'énergie totale reste faible.

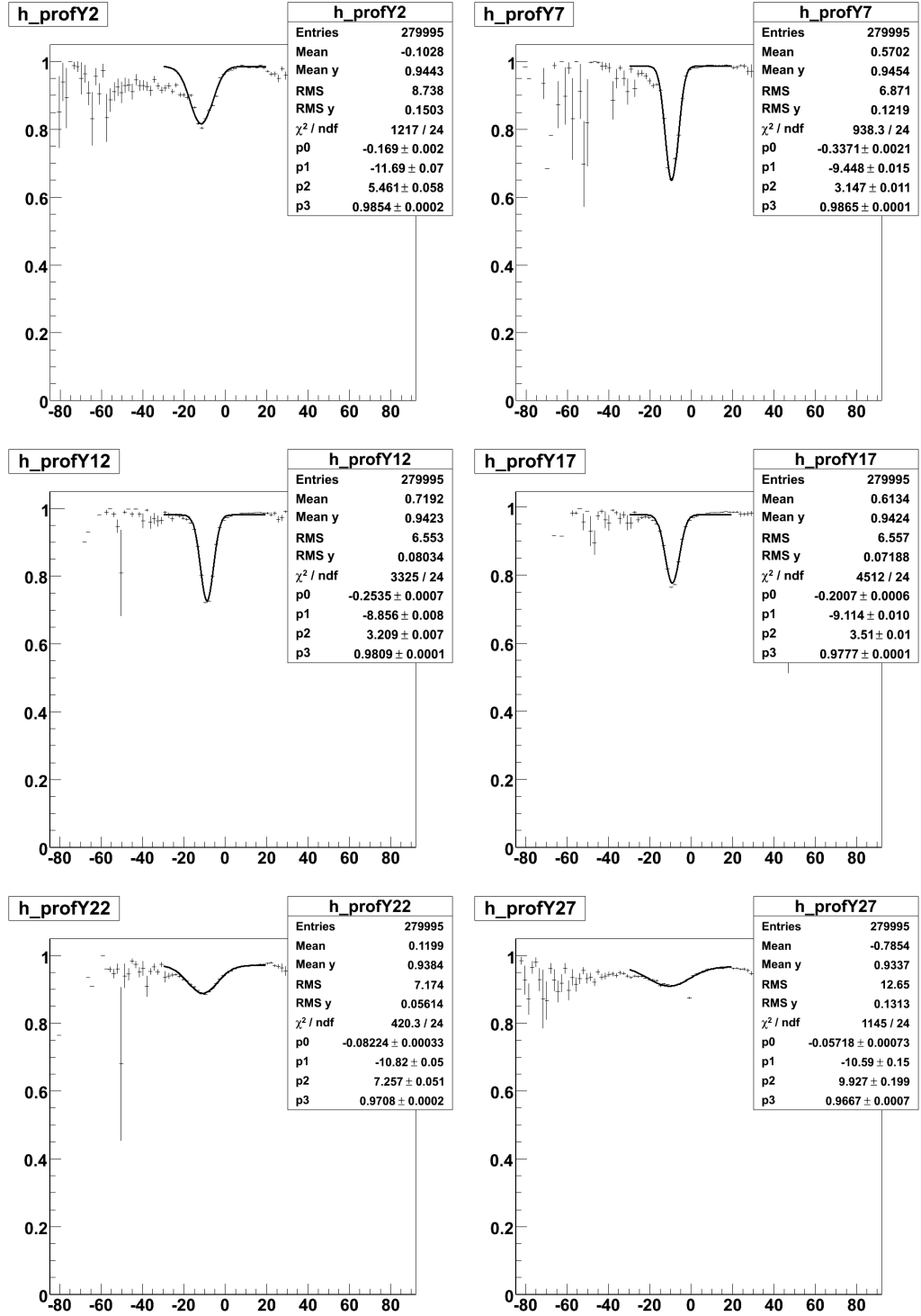


FIG. 4.25 – Exemples d’ajustement de la fonction de correction pour les couches 2, 7, 12, 17, 22 et 27 pour l’axe Y à partir d’une simulation d’électrons de 30 GeV

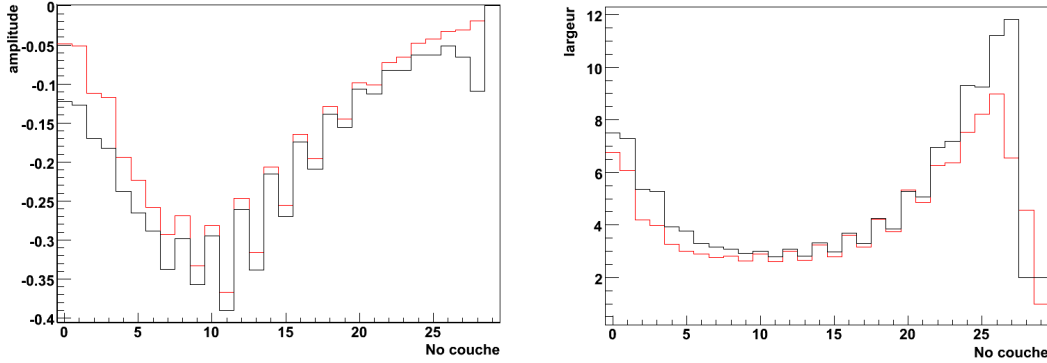


FIG. 4.26 – Évolution des coefficients : amplitude (à gauche) et largeur (à droite), introduits dans les fonctions de correction en fonction du numéro de couche pour l'axe X (en noir) et l'axe Y (en rouge)

La figure 4.26 montre l'évolution des principaux paramètres des fonctions de correction en fonction du numéro de la couche. Ces paramètres sont l'amplitude et la largeur (écart type) de la gaussienne utilisée dans les fonctions de correction. Ces paramètres évoluent avec le développement de la gerbe et sont différents pour chaque énergie. On peut toutefois observer que ces paramètres sont assez proches les uns des autres pour les différents axes. Néanmoins nous avons déterminé un jeu de paramètres pour chaque énergie et pour chaque axe. Ce jeu de paramètres a été ensuite appliqué aux données expérimentales.

De plus on peut voir une alternance paire impaire des paramètres par rapport au numéro des couches. Cela s'explique par la variation périodique de la distance tungstène matrices de diodes issue de la structure du prototype (voir figure 4.1). En effet, deux couches de détection successives ne sont pas disposées exactement de la même manière (distance et quantité de matériel passif qui les précède).

Pour obtenir l'énergie corrigée on évalue donc pour chaque couche la fonction de correction puis l'énergie de chaque couche est corrigée par cette même fonction. Par exemple avec des électrons de 45 GeV (voir figure 4.27) la méthode de correction couche par couche conduit à une résolution 3,3%. Cela apporte une faible amélioration par rapport aux données brutes 3,45%, mais la distribution obtenue est plus symétrique mais encore loin de celle résultant de la sélection des événements loin des anneaux de gardes soit 2,79%.

Néanmoins cette correction permet d'obtenir de meilleurs résultats (voir la figure 4.28 et le tableau 4.5) que ceux obtenus sans correction. L'amélioration est légèrement meilleure que celle résultant de la correction globale. Mais surtout cette méthode doit permettre, au moins en principe, de s'adapter aux différentes configurations géométriques du futur détecteur.

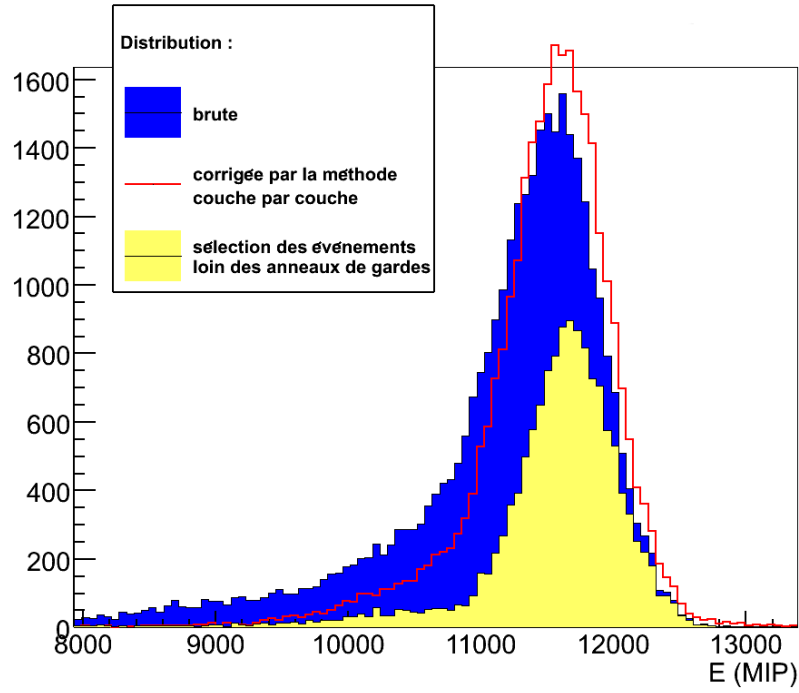


FIG. 4.27 – Distribution brute en énergie pour une prise de données d’électrons de 45 GeV (en bleu), ensuite corrigée par la méthode couche par couche (en rouge) et avec les événements sélectionnés loin des anneaux de garde (en jaune)

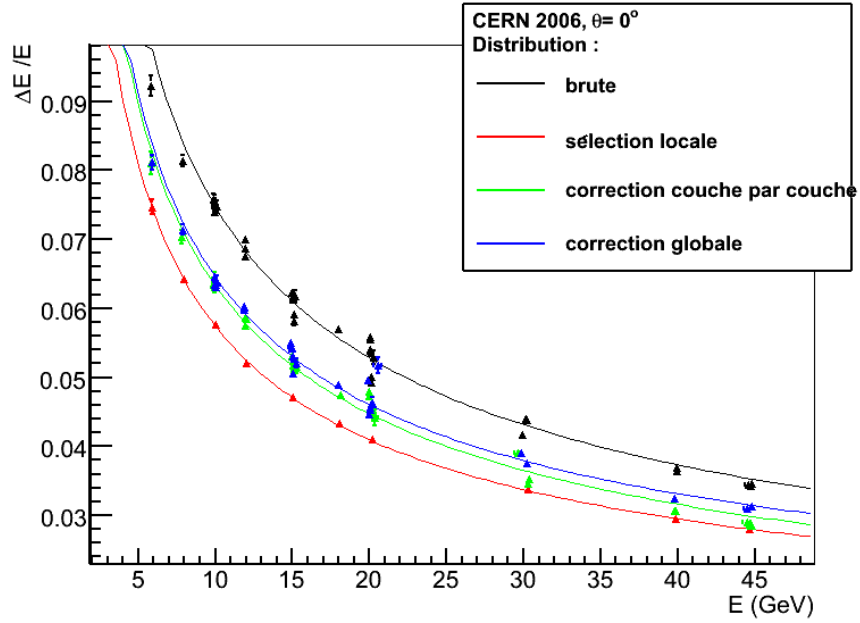


FIG. 4.28 – Résolution en énergie pour les différentes méthodes locales

Distribution	a (%)	c (%)
brute	$23,53 \pm 0,05$	$0 \pm 0,1$
corrigée par la méthode globale	$20,23 \pm 0,06$	$0,87 \pm 0,08$
correction couche par couche	$20,12 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,07$
sélection des événements loin des anneaux de gardes	$17,96 \pm 0,7$	$0,8 \pm 0,06$

TAB. 4.2 – Comparaison des résolutions en énergie pour des électrons corrigées par différentes méthodes (voir texte)

5.1.3 Conclusion sur les méthodes globales

Ces deux méthodes sont basées sur la mesure de l'efficacité de la réponse du prototype en fonction de la position du barycentre. Elles permettent d'uniformiser la réponse du prototype.

Néanmoins la correction globale ne pourra pas s'appliquer au détecteur final. La correction couche par couche est toujours possible mais nécessite un très grand nombre de paramètres. Une telle procédure sera en fait extrêmement lourde. Nous allons donc nous intéresser dans la suite de ce document à des méthodes que nous qualifierons de correction locale, plus simples à mettre en œuvre.

5.2 Méthodes des cellules virtuelles

Le principe de cette méthode consiste à rajouter des cellules virtuelles entre les matrices de diodes (voir figure 4.29).

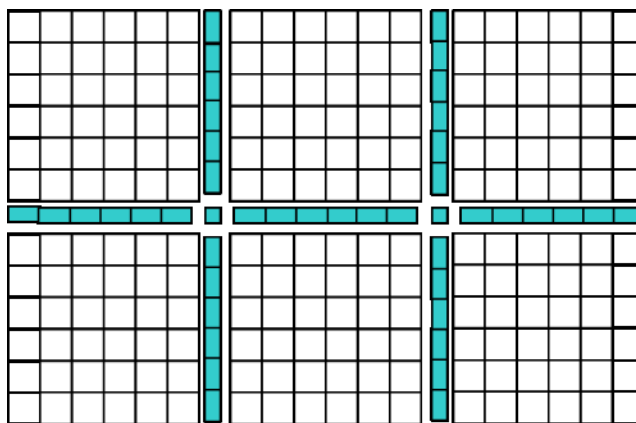


FIG. 4.29 – Disposition des cellules virtuelles (en bleu)

Pour estimer l'énergie non-mesurée par l'anneau de garde, on attribue à la cellule virtuelle comme valeur la moyenne des énergies déposées dans les deux cellules de

détection les plus proches pondérées par le rapport des surfaces. Cette nouvelle quantité est ensuite rajoutée à l'énergie totale mesurée.

$$E_{\text{cellule virtuelle } i} = k(E_{i-1} + E_{i+1})$$

La figure 4.30 montre une simulation de la méthode des cellules virtuelles pour un

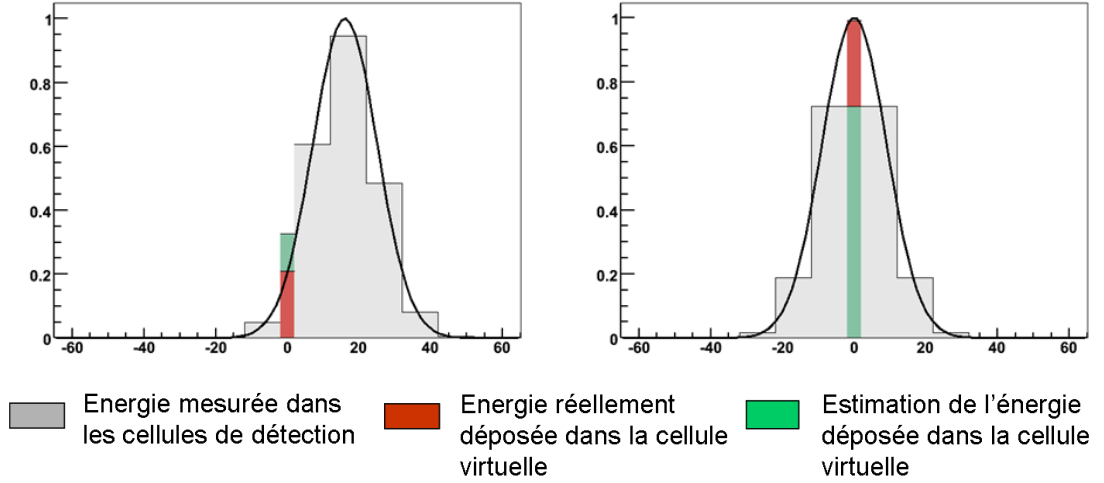


FIG. 4.30 – Illustration de la méthode des cellules virtuelles avec un modèle de gerbe à distribution spatiale gaussienne, (en vert : estimation de l'énergie déposée dans la cellule virtuelle, en rouge : énergie réellement déposée dans la cellule virtuelle, en gris : énergies mesurées dans les cellules de détection)

modèle simplifié à une dimension. La courbe en noir représente la répartition spatiale du dépôt d'énergie de la gerbe. La largeur de la gerbe a été modélisée par une gaussienne de largeur 9 mm. L'histogramme en gris correspond à l'énergie mesurée par chacune des diodes de notre modèle. La colonne rouge représente l'énergie déposée dans la zone non instrumentée qui est perdue. Enfin la colonne verte montre l'estimation de l'énergie déposée dans la zone non instrumentée par la cellule virtuelle. Dans l'exemple de gauche l'énergie non mesurée est sur-estimée alors que dans l'exemple de droite elle est sous-estimée. Néanmoins cette méthode permet de restaurer une certaine part de l'énergie non mesurée.

En fait, la valeur du paramètre k a été optimisée (voir figure 4.31) pour une prise de données d'électrons à 20 GeV afin de minimiser la résolution en énergie. On observe que la valeur optimale $k=0,05$ correspond à la moitié du rapport des surfaces ($k = \frac{L_{gap}}{2 \times L_{cellule}} = \frac{2 \text{ mm}}{2 \times 10 \text{ mm}} = 0,1$).

Les simulations Monte-Carlo permettent d'avoir accès à l'énergie non mesurée dans les anneaux de gardes. Sur la figure 4.32 on a tracé l'estimation du paramètre k pour chaque événement. La valeur moyenne de k est 0,05 soit la valeur prédite précédemment.

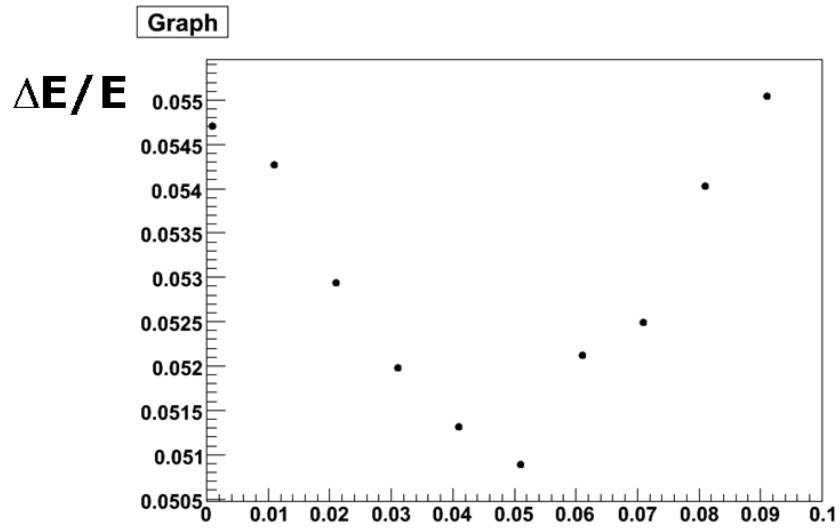


FIG. 4.31 – Optimisation du paramètre k pour une prise de donnée à 20 GeV

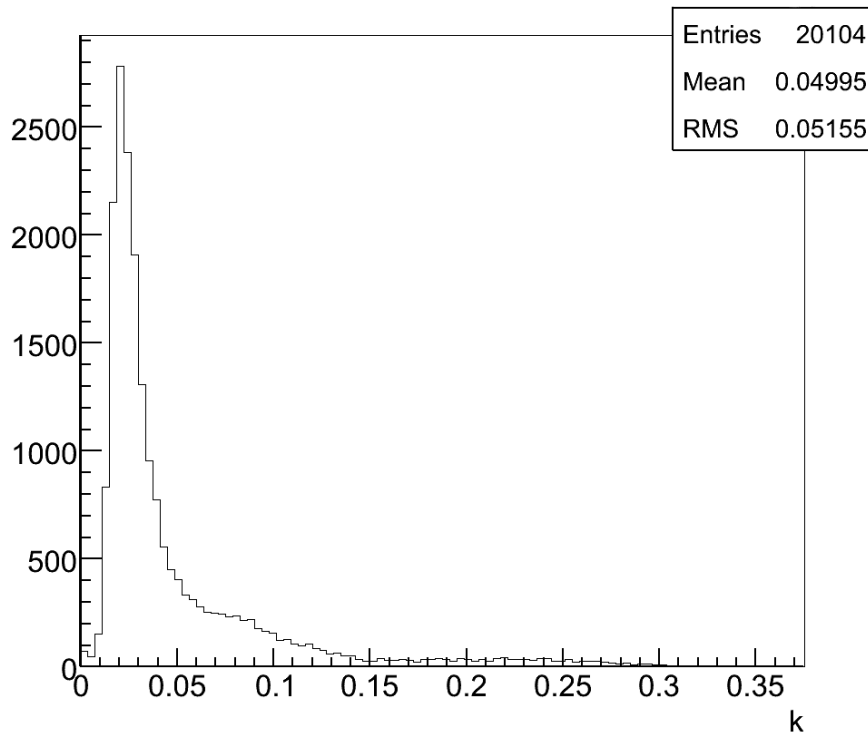


FIG. 4.32 – Vérification de l'optimisation du paramètre k avec des simulations Monte-Carlo qui permettent d'avoir accès à l'énergie non-mesurée dans les anneaux de garde.

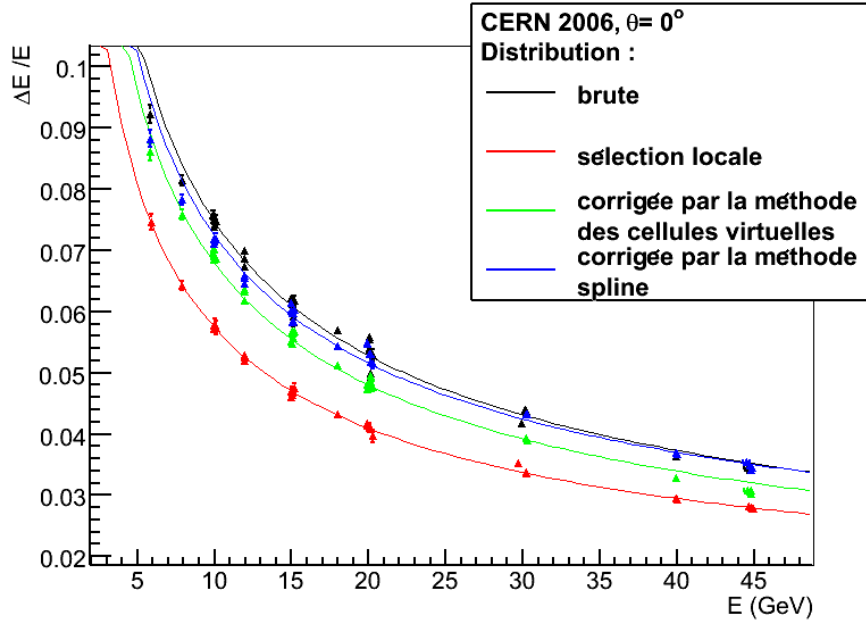


FIG. 4.33 – Résolutions en énergie obtenues pour des électrons par la méthode des cellules virtuelles et par la méthode "spline"

On obtient grâce à cette méthode une résolution (voir figure 4.33) dont le terme d'échantillonnage vaut $a = (21,45 \pm 0,02)\%$ et dont le terme constant est $c = (0 \pm 0,05)\%$.

5.2.1 Méthode par interpolation "spline"

Pour chaque ligne puis pour chaque colonne (de chaque couche) on réalise une interpolation "spline" de l'énergie mesurée (dans la ligne ou la colonne) pour en déduire l'énergie déposée dans chaque cellule virtuelle. Les "splines" sont une interpolation polynomiale par morceau. Des polynômes d'ordre 3 sont utilisés en imposant des conditions de continuité aux points d'interpolations pour la fonction et sa dérivée. Donc l'énergie aux niveaux des anneaux de gardes dépend des deux cellules les plus proches comme pour la méthode basique des cellules virtuelles mais aussi des deux suivantes pour pouvoir satisfaire la condition de la continuité de la dérivée. Celle-ci est donc sensible à la forme de la gerbe et permet une estimation polynomiale de cette dernière comme le montre la figure 4.34. Sur cette figure, on observera que l'interpolation "spline" (en rouge) effectue une approximation de notre distribution initiale. L'avantage de cette méthode est d'être robuste et de permettre un ajustement de la distribution mesurée sans faire d'hypothèse sur la forme de celle-ci.

Cette méthode conduit malheureusement à des résultats moins bons que ceux obtenus par la méthode basique des cellules virtuelles (voir figure 4.33), soit pour le terme d'échantillonnage $a = (22,73 \pm 0,06)\%$ et pour le terme constant $c =$

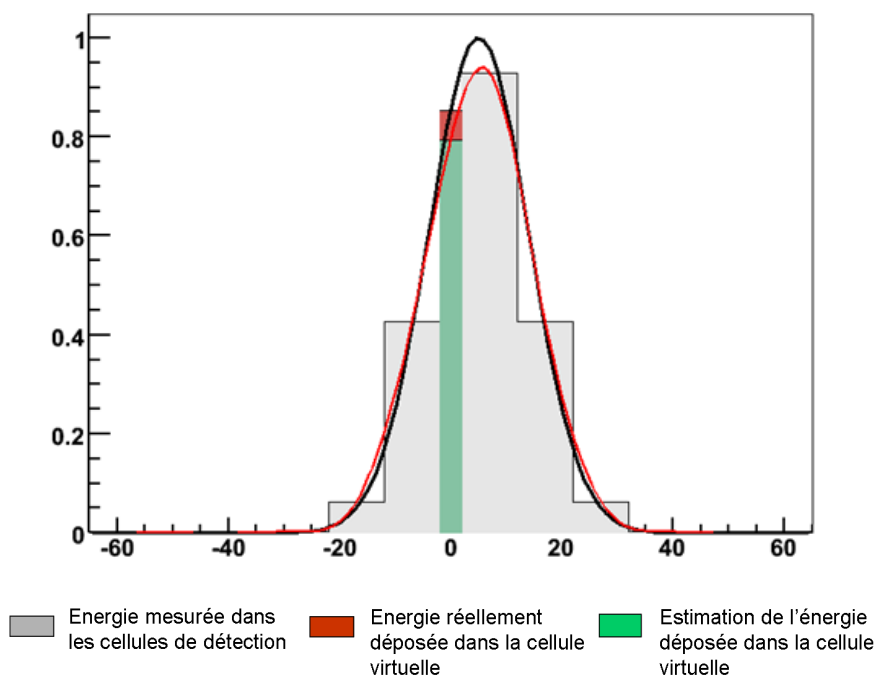


FIG. 4.34 – Distribution spatiale du dépôt d'énergie (courbe en noir) et estimation de ce dépôt par une interpolation "spline" (courbe en rouge). En vert plein : estimation de l'énergie déposée dans la cellule virtuelle, en rouge plein : énergie réellement déposée dans la cellule virtuelle, histogramme en gris : énergies mesurées dans les cellules de détection.

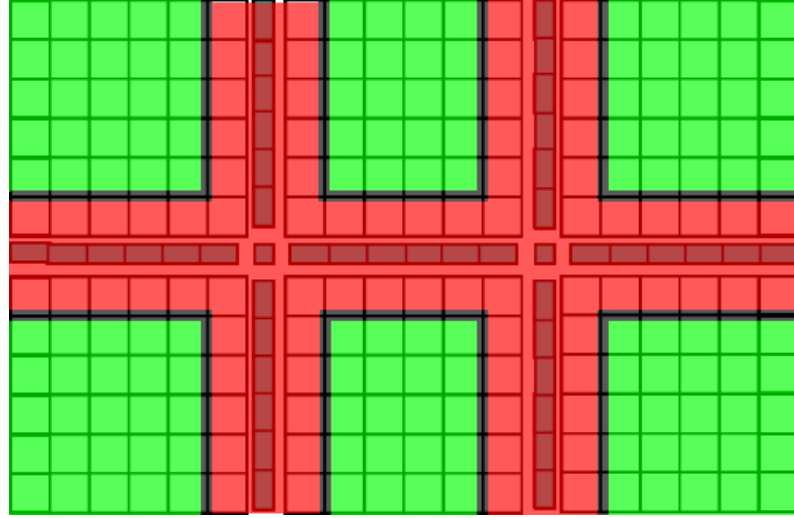


FIG. 4.35 – Définition de la zone I (en vert) contenant les événements non affectés par les anneaux de garde et la zone II (en rouge) pour les événement affectés

$(0,89 \pm 0,06)\%$.

5.2.2 Comparaison des méthodes des cellules virtuelles et "spline"

La mesure de l'efficacité de telles méthodes dépend fortement de la position du faisceau ou plus précisément de la proportion d'événements affectés par les anneaux de garde. Afin d'obtenir une comparaison non biaisée, nous allons séparer les événements selon la position de leur barycentre. Sur la figure 4.35 on définit deux zones : la zone I (en vert) avec les événements non affectés par les anneaux de garde et la zone II (en rouge) pour les événement affectés par ceux-ci.

Nous allons tout d'abord restreindre notre analyse à des électrons de 30 GeV utilisés lors des tests en faisceau. La figure 4.36 et le tableau 4.3 comparent respectivement les distributions et les résolutions en énergie obtenues avec la méthode des cellules virtuelles et avec la méthode "spline". Pour la zone I (histogramme en haut

Méthode utilisée	$\frac{\Delta E}{E}$ (en %)		
	sans correction	méthode des cellules virtuelles	méthode "spline"
zone I	3,39	3,41	3,7
zone II	5,0	4,68	4,59
zone I+II	4,29	3,8	4,31

TAB. 4.3 – Comparaison des résolutions en énergie obtenues pour des électrons de 30 GeV selon la zone considérée et la méthode de correction utilisée (voir texte).

dans la figure) qui correspond aux événements loin des anneaux de garde la méthode

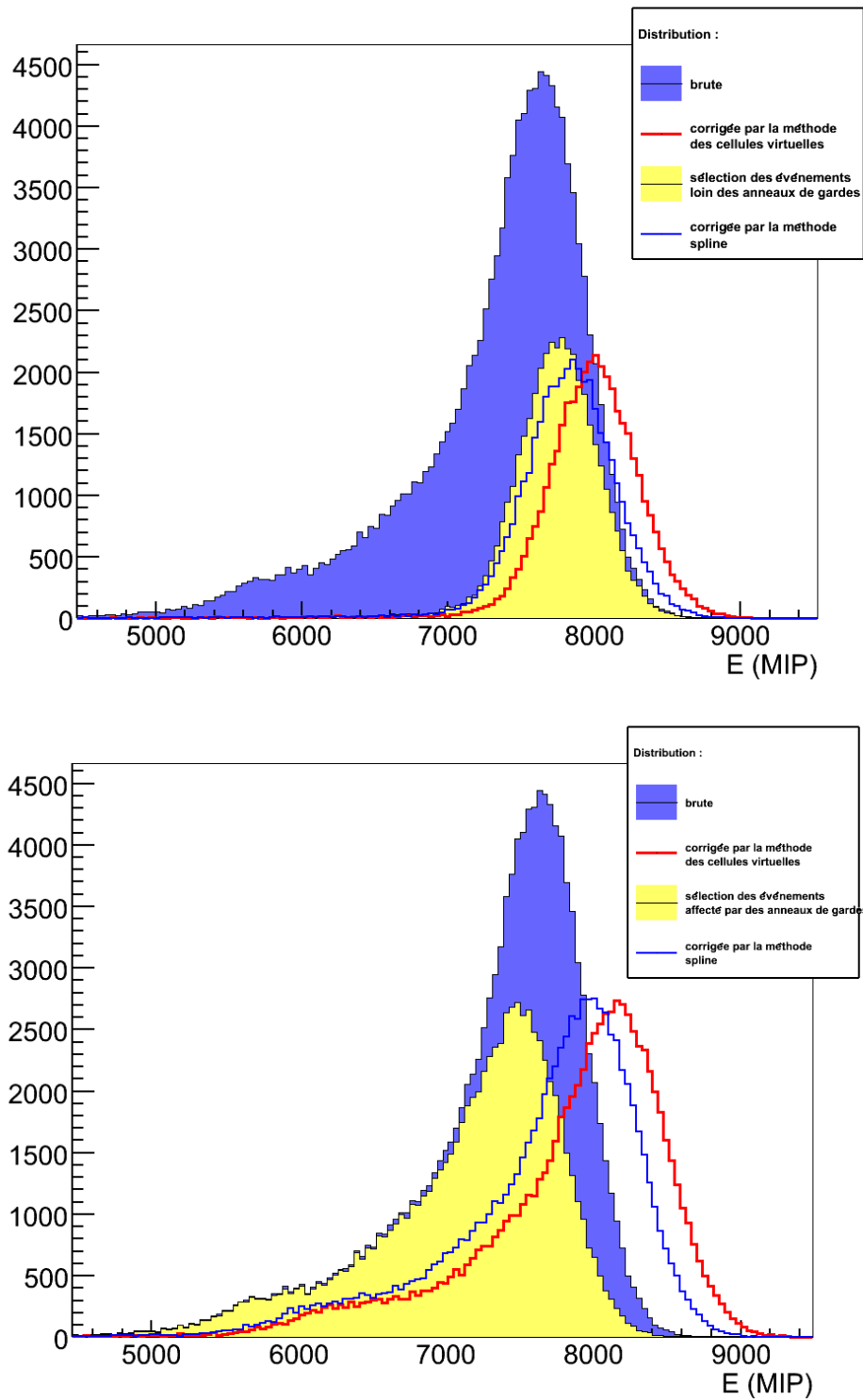


FIG. 4.36 – Évolution de la distribution en énergie pour la correction des cellules virtuelles (lignes en rouge) et la correction spline (lignes en bleu) pour les événements de la zone I (figure du haut) et de la zone II (figure du bas). L'histogramme à fond bleu représente les données brutes, les histogrammes à fond jaune montrent les distributions en énergie pour les zones I ou II.

Zone	Distribution	a (%)	c (%)
zone I	brute	$17,96 \pm 0,7$	$0,8 \pm 0,06$
	méthode des cellules virtuelles	$18,14 \pm 0,07$	$0,7 \pm 0,08$
	méthode "spline"	$18,97 \pm 0,07$	$1,41 \pm 0,04$
zone II	brute	$26,8 \pm 0,04$	$0 \pm 0,06$
	méthode des cellules virtuelles	$24,6 \pm 0,04$	$0 \pm 0,06$
	méthode "spline"	$25,1 \pm 0,04$	$0 \pm 0,05$
zone I+II	brute	$23,53 \pm 0,05$	$0 \pm 0,1$
	méthode des cellules virtuelles	$21,45 \pm 0,03$	$0 \pm 0,05$
	méthode "spline"	$22,73 \pm 0,06$	$0,89 \pm 0,065$

TAB. 4.4 – Résultats de l'ajustement des courbes de résolution en énergie pour la méthode des cellules virtuelles et la méthode "spline".

des cellules virtuelles ne dégrade que très faiblement la résolution $\frac{\Delta E}{E} = 3,41\%$ par rapport à $\frac{\Delta E}{E} = 3,39\%$ en l'absence de correction. Par contre pour la méthode "spline" cette dégradation est nettement plus importante avec $\frac{\Delta E}{E} = 3,7\%$.

Par contre pour la zone II (événements affectés par les anneaux de garde) on obtient une nette amélioration la résolution en énergie qui passe de $\frac{\Delta E}{E} = 5,0\%$ à $\frac{\Delta E}{E} = 4,68\%$ et $\frac{\Delta E}{E} = 4,59\%$ pour respectivement la méthode des cellules virtuelles et la méthode "spline". Cette amélioration est de l'ordre de 10 %.

Le résultat lorsque l'on regroupe les deux zones dépend de la position du faisceau. On peut quand même en déduire que la méthode des cellules virtuelles apporte une nette amélioration avec très peu d'inconvénient.

La méthode "spline" est vraisemblablement moins robuste que la méthode basique des cellules virtuelles, en particulier aux faibles dépôts d'énergie, où la réponse devient beaucoup plus aléatoire entraînant un mauvais ajustement de la forme de la gerbe dû aux conditions de continuité de la fonction et de sa dérivée. La solution serait donc de lui adjoindre des conditions d'application liées par exemple à la position du barycentre de la gerbe. Cela rend cette méthode un peu plus complexe mais elle pourrait être utilisée par exemple "off-line".

Si on regarde à présent les résultats expérimentaux obtenus sur l'ensemble des énergies testées, nos conclusions se confirment. Les figures 4.37, 4.38 et 4.33 montrent l'évolution des résolutions en énergie selon la zone et la méthode de correction utilisée. Le tableau 4.4 récapitule les coefficients de l'ajustement des résolutions en énergie.

La méthode des cellules virtuelles apporte une véritable amélioration pour les événements dont le barycentre est proche d'un anneaux de garde sans dégrader les performances pour les autres événements. Elle est généralisable et applicable

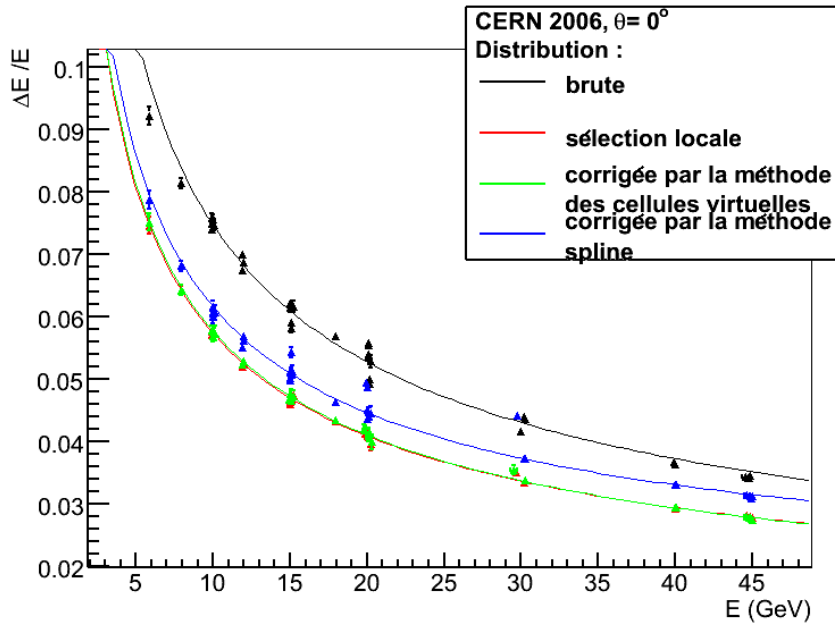


FIG. 4.37 – Comparaison des résolutions en énergie obtenues pour des électrons de différentes énergies dont le barycentre est dans la zone I par la méthode des cellules virtuelles et par la méthode "spline"

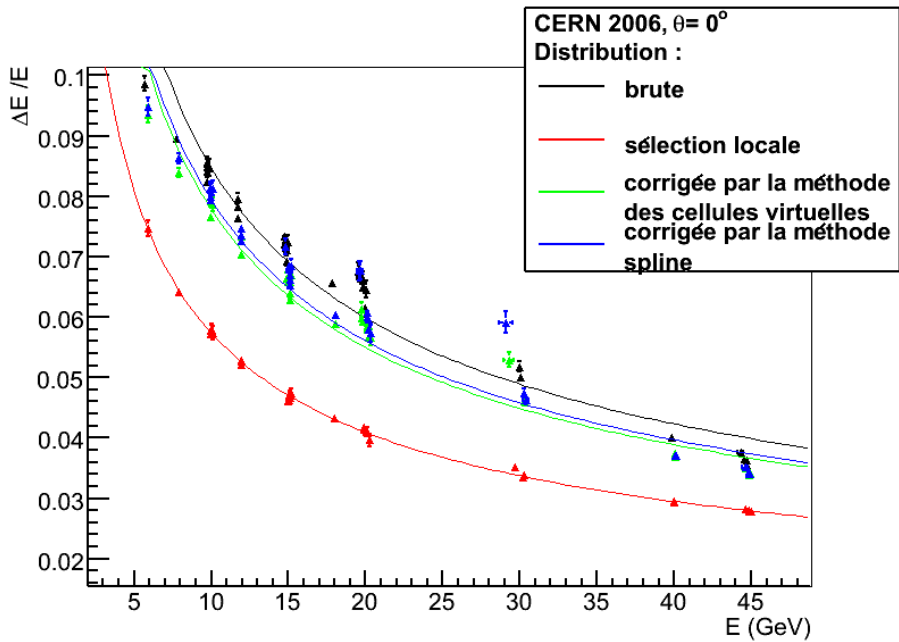


FIG. 4.38 – Comparaison des résolutions en énergie obtenues pour des électrons de différentes énergies dont le barycentre est dans la zone II par la méthode des cellules virtuelles et par la méthode "spline"

Distribution	a (%)	c (%)
sélection des événements loin des anneaux de gardes	$17,96 \pm 0,7$	$0,8 \pm 0,06$
corrigée par la méthode globale	$20,23 \pm 0,06$	$0,87 \pm 0,08$
correction couche par couche	$20,12 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,07$
méthode des cellules virtuelles	$21,45 \pm 0,03$	$0 \pm 0,05$
méthode spline	$22,73 \pm 0,06$	$0,89 \pm 0,065$
brute	$23,53 \pm 0,05$	$0 \pm 0,1$

TAB. 4.5 – Comparaison des résolutions en énergie pour des électrons obtenues à l'aide des différentes méthodes de correction

directement pour les futurs tests en faisceau et même pour les simulations physiques du détecteur final.

La méthode "spline" conduit à des résultats un peu plus mitigés, elle dégrade les performances pour les événements loin des anneaux de garde.

Il faut noter que la taille des cellules utilisées par le prototype est de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ soit approximativement le rayon de Molière des gerbes électromagnétiques dans le tungstène seul. Des simulations ont depuis été effectuées et conduisent vers un optimum de $3 \times 3 \text{ mm}^2$. Pour des raisons de faisabilité (nombre de voies électroniques à traiter) la tendance est de limiter cette surface de détection aux environs de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ (futur prototype EM dit module EUDET en cours de réalisation et détecteur ILD). Cette diminution de la surface de détection plus le fait d'essayer de diminuer la largeur des anneaux de garde va permettre un échantillonnage plus fin de la forme de la gerbe et donc très certainement augmenter la précision des corrections.

5.3 Conclusion sur l'ensemble des méthodes de correction

En conclusion ces différentes méthodes bien qu'apparaissant inférieures à la méthode utilisant une sélection des événements loin des anneaux de garde, sont à mettre en perspective avec la configuration finale du détecteur où les anneaux de garde ne seront pas alignés.

Les méthodes utilisant des fonctions de correction sont assez efficaces mais présentent l'inconvénient de devoir être ajustées en fonction de très nombreux paramètres.

Les méthodes utilisant des cellules virtuelles, sont plus flexibles avec leur caractère local. Elles peuvent s'appliquer à d'autres types de gerbes, pour toutes les configurations géométriques du calorimètre et nécessitent peu d'ajustements fins. De plus le prototype du calorimètre EM est équipé de cellules de détection de taille

$10 \times 10 \text{ mm}^2$ plus grandes que celles prévues pour le détecteur final, soit autour de $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Cette dernière méthode sera donc plus performante avec le détecteur final.

Nous avons porté sur le tableau 4.5 les résolutions en énergie pour des électrons obtenues à l'aide de l'ensemble des méthodes de correction. Il est à noter que la correction couche par couche conduit à un résultat pas très éloigné de celui provenant de la méthode des cellules virtuelles.

6 Résolution en position

Le prototype de calorimètre EM possède une grande granularité. Il est donc possible de suivre ou de déduire la trajectoire de la plupart des particules incidentes. Rappelons que l'identification des photons ne peut se faire qu'à l'aide du calorimètre EM. En effet, dans le cadre du projet ILC, les photons seront détectés seulement au niveau de ce dernier. On pourra ensuite déduire la trajectoire des photons. De plus la résolution en position est une mesure importante qui caractérisera le pouvoir discriminatoire entre traces ou gerbes très proches. Cette mesure est donc essentielle pour appréhender le potentiel du PFA.

6.1 La trajectoire de référence

Pour mener à bien la mesure de la résolution en position, nous devons avoir une trajectoire de référence. Celle-ci est fournie par les chambres à dérive installées en amont du détecteur. Ces chambres d'une résolution nominale meilleure que 200 microns [25] fournissent chacune une position X et Y au passage d'une particule chargée. Les chambres à dérives sont constituées de deux plans de détection un pour chaque direction. Chaque plan est équipé de plusieurs fils d'anode en parallèle (voir figure 4.39) qui créent un champ électrique intense ($V=2800 \text{ V}$) avec les deux plans cathodiques. Le tout est plongé dans un gaz qui est ionisé par le passage de

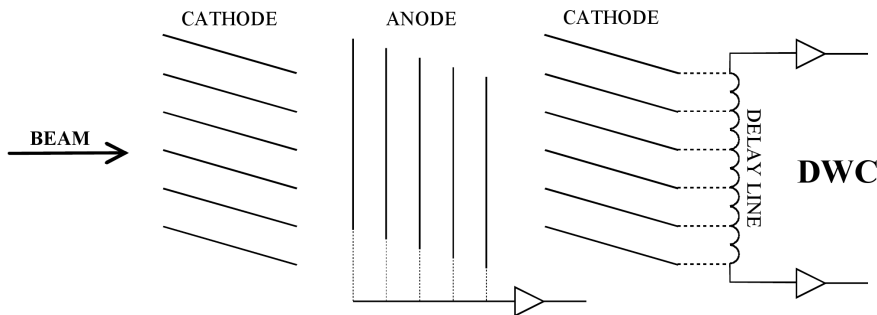


FIG. 4.39 – Schéma d'un plan de détection des chambres à dérive

particules chargées à haute vitesse produisant des électrons et des ions positifs. Le

gaz est optimisé pour favoriser l'ionisation et aussi la recapture d'électrons par les ions⁶. Le champ électrique de l'anode provoque une cascade qui amplifie le nombre d'électrons produits. Ceux-ci dérivent vers l'anode et déclenchent l'acquisition. Les ions dérivent plus lentement vers les cathodes, puis les courants récupérés sur les fils de cathodes sont mis en forme par une ligne à retard (voir figure 4.40) qui donne deux signaux : le gauche et le droit à chacune des extrémités de la ligne. La différence en temps de ces 2 signaux est proportionnelle à la localisation (selon l'un des axes) de l'ionisation primaire de la particule incidente. La position relative des

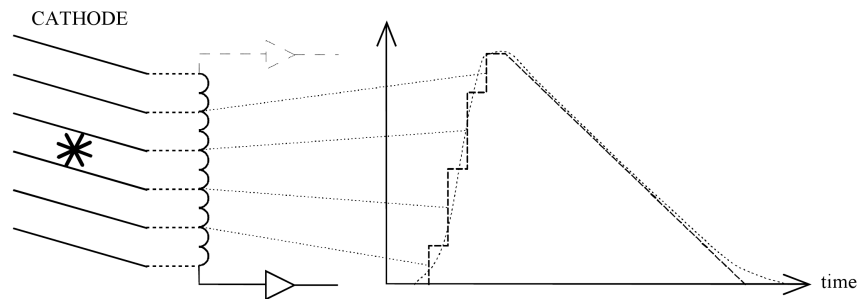


FIG. 4.40 – Signal de sortie d'une des voies des chambres à dérive.

chambres a été mesurée par une équipe de métrologues avec une précision de 0,2 mm. La trajectoire de référence est obtenue par le calcul de la droite des moindres carrées appliqué sur les différentes positions mesurées par les chambres.

6.2 La trajectoire issue du calorimètre

La granularité des cellules de détection du prototype de calorimètre EM permet la détermination de la trajectoire des particules. La méthode utilisée consiste à prendre en compte toutes les cellules qui ont mesuré un dépôt d'énergie et d'en déduire ensuite la droite (c'est-à-dire la trajectoire de la particule incidente) à partir de la technique des moindres carrés et dans laquelle la pondération de la position centrale de chaque cellule est proportionnelle à l'énergie mesurée (voir figure 4.41).

7 Mesure de la résolution en position

Nous avons tout d'abord éliminé au mieux les événements provenant de la contamination en pions ainsi que ceux altérés par l'effet dû aux anneaux de garde à partir des méthodes décrites dans les sections 3 et 4.2. Nous avons analysé uniquement des prises de données avec des électrons à incidence normale. Le calorimètre et les chambres à dérives fournissent chacun une trajectoire supposée rectiligne. Nous

⁶Après le passage d'une particule le gaz ionisé est moins sensible. Un gaz favorisant la capture des électrons par les ions diminue le temps mort du détecteur.

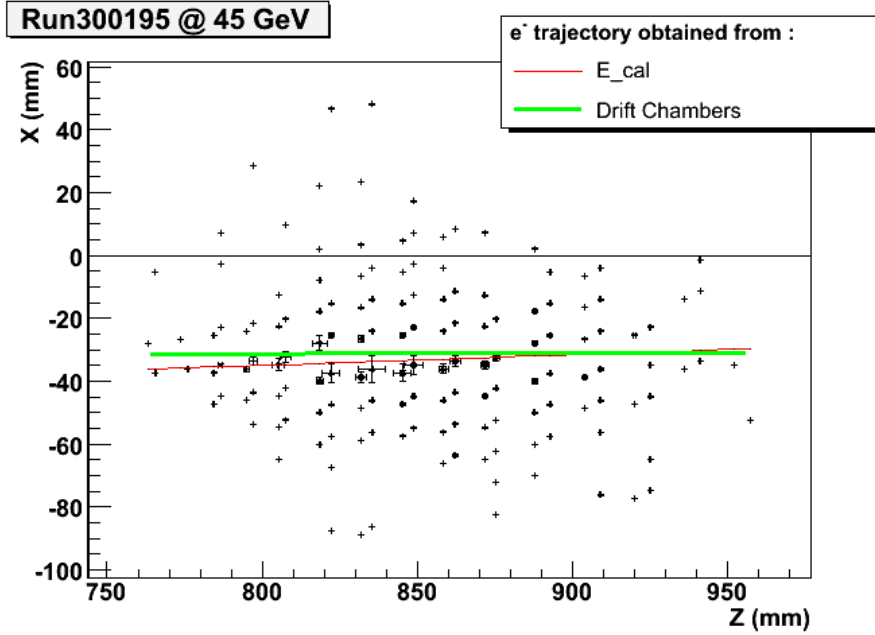


FIG. 4.41 – Trajectoires obtenues par les chambres à dérives (en vert) et par le calorimètre (en rouge). Les croix représentent les cellules du calorimètre touchées et leur taille est proportionnelle à l'énergie déposée

avons donc arbitrairement choisi de mesurer la résolution en position à partir de la distance entre ces deux droites dans un plan donné. Ce plan correspond à la surface de la couche de détection numéro 14 située au milieu du calorimètre EM.

Les distributions donnant la position obtenue par le calorimètre EM en fonction de celle mesurée par les chambres à dérive pour chacun des axes (voir figure 4.42) montre une bonne corrélation mais aussi des oscillations d'une période égale à celle de la taille des cellules. Rappelons que les cellules de détection ont une taille de $10\text{mm} \times 10\text{mm}$. Si dans une couche de détection, une seule particule chargée traverse une cellule alors sa position sera considérée comme étant celle au centre de la cellule en question, introduisant donc un décalage de quelques dixièmes de mm. Cette non-linéarité (effet de bord) explique l'existence de ces oscillations. On peut aussi constater que les oscillations sont plus prononcées sur l'axe Y que sur l'axe X. On retrouve encore ici l'effet de la disposition des couches de détection qui sont parfaitement alignées sur l'axe Y alors qu'elles sont plus ou moins décalées sur l'axe X.

Nous avons utilisé deux méthodes pour corriger ces oscillations : une première méthode utilisant des ajustements (soit une fonction dont le motif en forme de S est régulièrement répété) et une seconde mettant en jeu des poids logarithmiques [26].

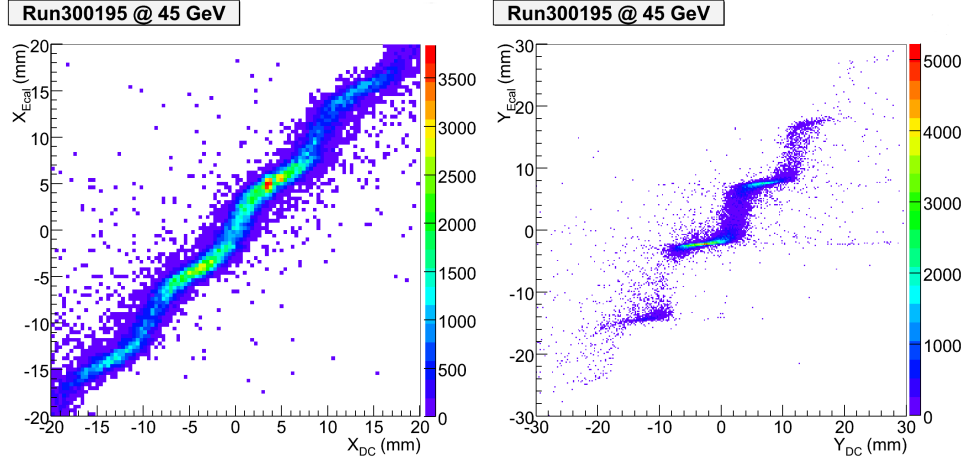


FIG. 4.42 – Distributions de la position obtenue par le calorimètre électromagnétique en fonction de celle mesurée par les chambres à dérives pour les axes X et Y

7.0.1 Méthode de la fonction en S

Le principe de cette méthode est de reproduire la variation moyenne des oscillations à l'aide d'une fonction que l'on appellera fonction en S. Cette fonction permettra ensuite de corriger c'est-à-dire de "linéariser" la réponse du calorimètre. La fonction utilisée est une arc-tangente qui donne la forme en S (motif), puis celle-ci est "périodisée" pour reproduire les oscillations autour de la droite $X_{calo} = X_{chambre}$:

$$f_S = P1 * X_c + P0 + P3 * \arctan(P2 * (X - X_c))$$

Le paramètre P3 représente l'amplitude des oscillations et le paramètre P2 est lié à leur forme (c'est-à-dire à la courbure du S). Enfin les paramètres P0 et P1 donnent respectivement l'ordonnée à l'origine et la pente (très proche de 1) de la droite qui porte les centres X_c de chaque oscillation et donc de chaque cellule de détection. Cette fonction permet de corriger la position obtenue par le calorimètre et d'obtenir une distribution sans oscillation (voir figure 4.43).

La correction permet aussi d'améliorer la résolution en position. Cette dernière est calculée en prenant la projection de la distance entre les deux points fournis par le calorimètre EM et par les chambres à dérives sur l'axe X ou Y. On obtient une distribution gaussienne dont la résolution est déterminée en prenant la largeur (écart type) de l'ajustement gaussien. On peut par exemple observer que pour une prise de données d'électrons à 45 GeV (voir figure 4.44) une nette amélioration de la résolution qui passe de 1,64 mm à 1,09 mm après correction.

Nos résultats finaux seront reportés à la fin du paragraphe suivant (7.0.2) afin d'être comparés avec ceux de la méthode logarithmique.

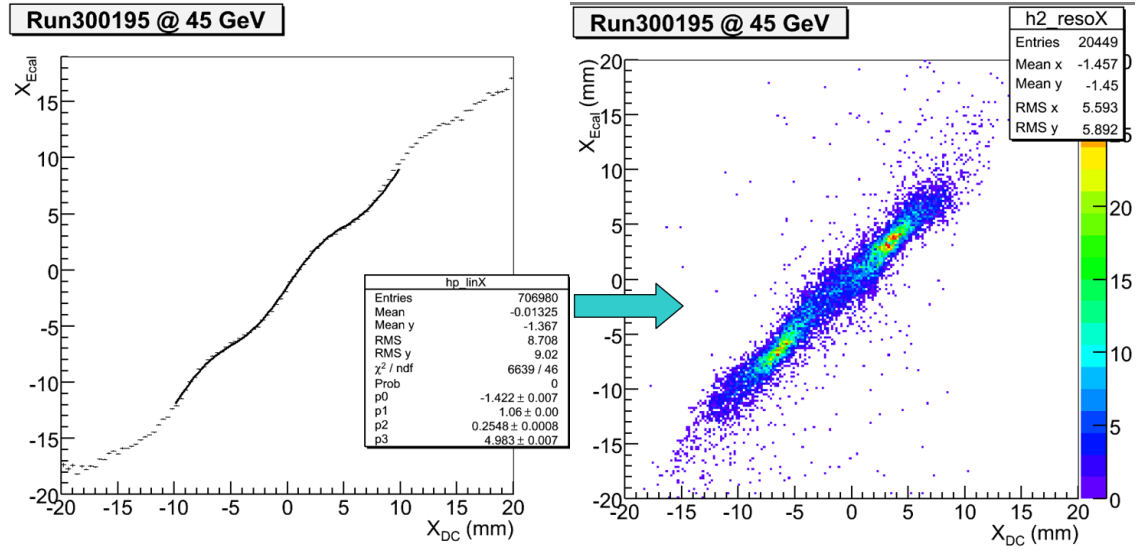


FIG. 4.43 – Ajustement de la fonction en S et son effet sur la linéarité

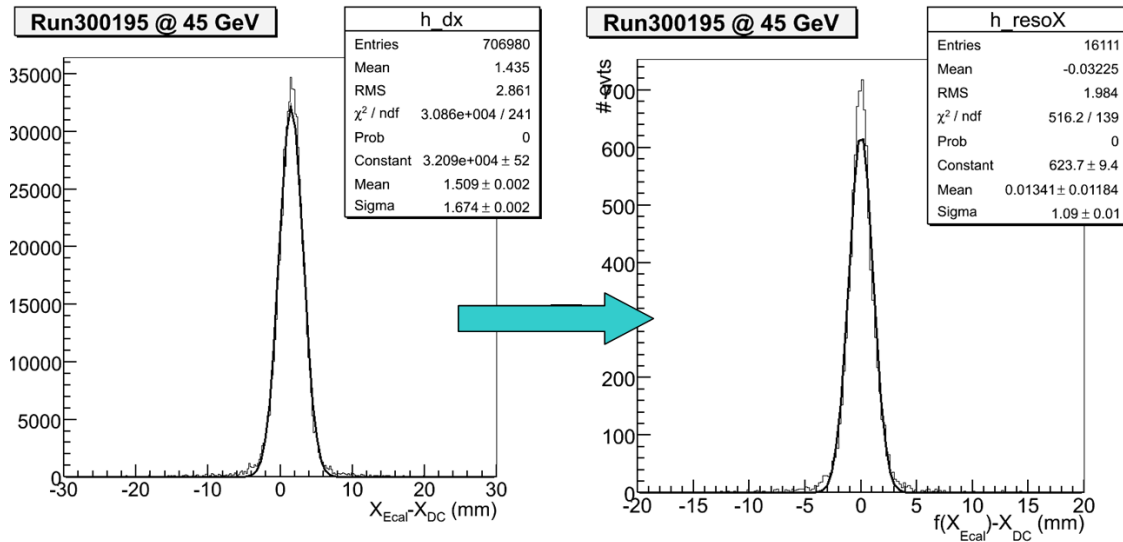


FIG. 4.44 – Gain en résolution pour une prise de données d'électrons à 45 GeV

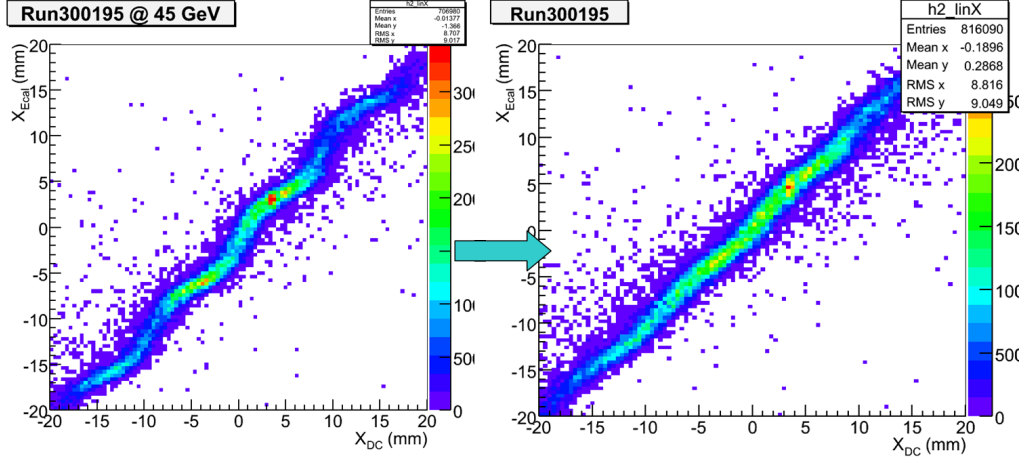


FIG. 4.45 – Amélioration de la linéarité grâce à la méthode des poids logarithmiques

7.0.2 Méthode logarithmique

Pour la méthode des poids logarithmiques, la droite des moindres carrés est obtenue en accordant à chaque cellule touchée i du calorimètre EM le poids suivant :

$$w_i = \max \left\{ 0, W_0 + \ln \left(\frac{E_i}{E_T} \right) \right\}$$

où E_i représente l'énergie déposée dans la cellule de détection i , E_T est l'énergie totale déposée dans le prototype et W_0 est un paramètre fixe à déterminer. Si le poids est négatif on lui attribue la valeur 0. Cela conduit à deux conséquences : une pratique, les valeurs négatives sont supprimées⁷, et une autre physique, les cellules avec peu d'énergie qui ont donc peu d'information ne sont pas prises en compte. (Cette dernière contrainte évite les effets de bras de levier trop conséquents).

Cette méthode permet de diminuer les oscillations comme le montre la figure 4.45 obtenue avec un paramètre global $W_0 = 6$. Pour différentes prises de données d'électrons à 4 GeV, 20 GeV et 45 GeV, on mesure l'évolution de la résolution en position en fonction de W_0 (voir figure 4.46). L'optimum est proche de 5 pour les basses énergies et se décale progressivement vers 6 pour les hautes énergies en étant toutefois assez stable sur cet intervalle. Par conséquent, bien que l'optimum soit dépendant de l'énergie, la valeur $W_0 = 5$ est satisfaisante sur une large gamme d'énergie.

Afin de choisir la méthode qui sera utilisée par la suite, nous allons comparer la résolution sur l'axe X obtenue par chacune de ces deux méthodes à différentes énergies. On peut voir sur la figure 4.47 que la méthode de la fonction en S est systématiquement meilleure quel que soit le paramètre W_0 utilisé. Toutefois la méthode logarithmique est très simple à appliquer (elle ne nécessite qu'un seul paramètre qui peut être choisi fixe sur un large domaine d'énergie). Cette dernière méthode pourra

⁷Dans un ajustement des moindres carrés seule la valeur absolue du poids est prise en compte.

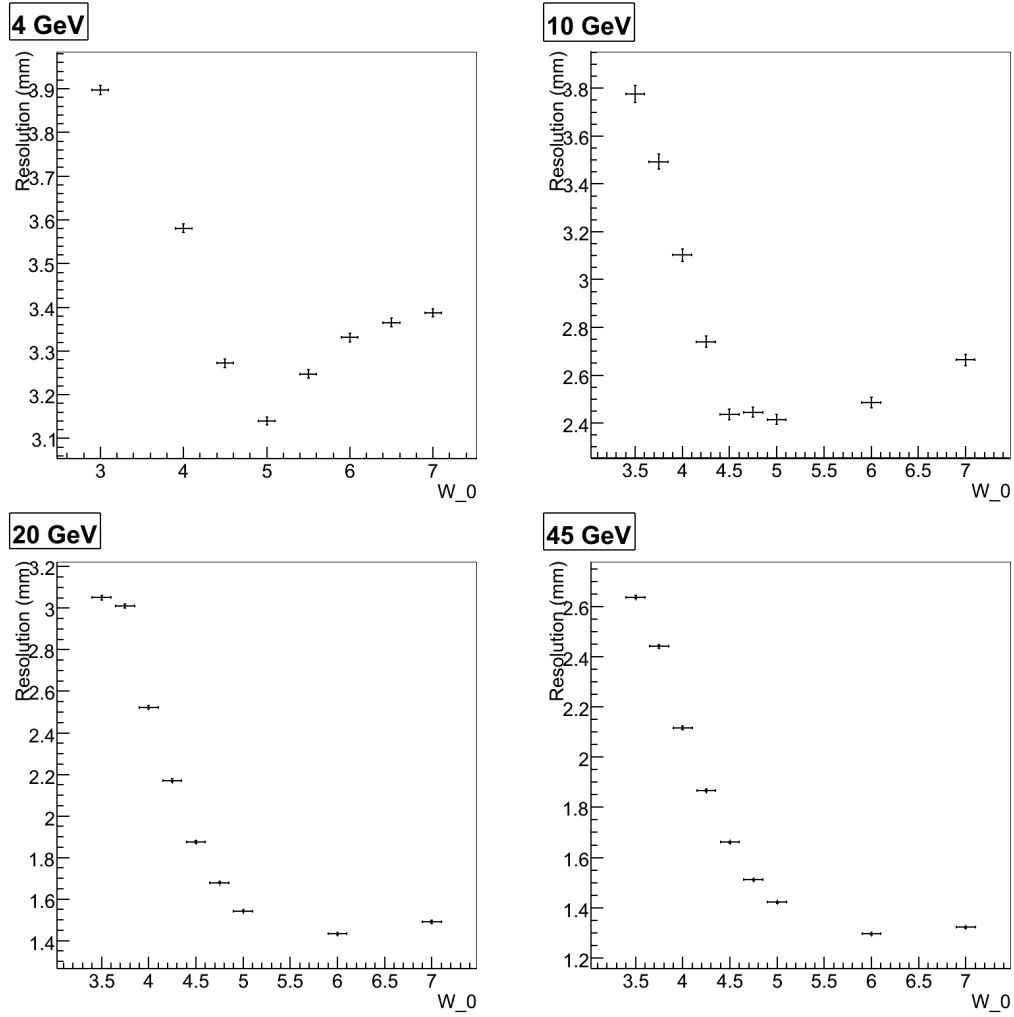


FIG. 4.46 – Évolution de la résolution en position en fonction du paramètre W_0 pour différentes prises de données d'électrons à 4 GeV, 20 GeV et 45 GeV

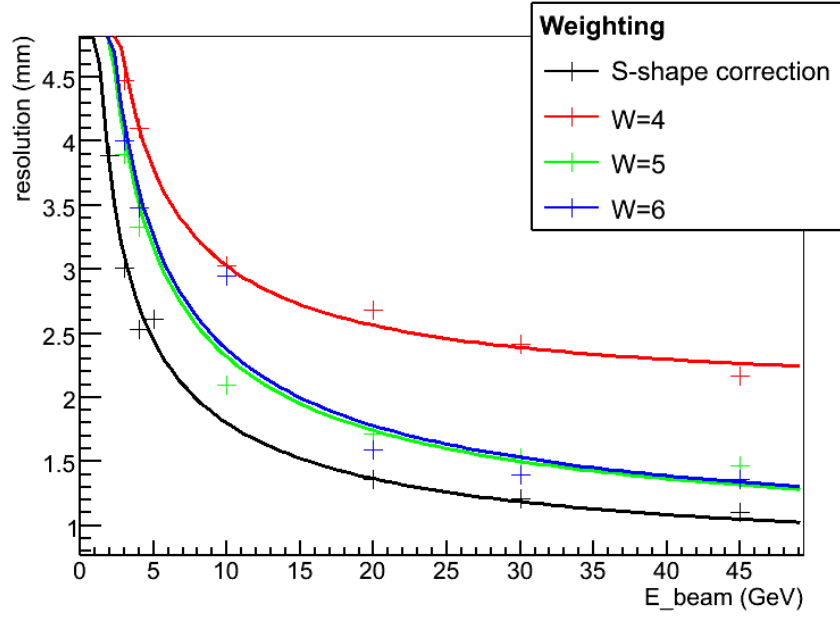


FIG. 4.47 – Résolution en position sur l’axe X à différentes énergies avec la méthode de la fonction en S (en noir) et la méthode logarithmique pour différents paramètres W_0 (en couleur)

donc être appliquée en première approximation pour le détecteur final sachant que la résolution en position ainsi obtenue pourra être ensuite améliorée d’environ 20 à 40% par la méthode de la fonction en S.

Nous allons donc dans la suite utiliser uniquement la méthode de la fonction en S.

Comme le montre la figure 4.48, la résolution sur l’axe Y est toujours moins bonne que la résolution obtenue sur l’axe X. Comme nous l’avons précédemment mentionné cela provient de la géométrie de notre prototype de calorimètre EM où les cellules de détection sont alignées sur l’axe Y. Le décalage des cellules sur l’axe X permet de mieux échantillonner la gerbe. En effet pour chaque couche le décalage est différent et permet donc l’apport d’informations supplémentaires. Comme dans le détecteur final, les cellules de détection ne seront pas alignées, nous allons nous intéresser uniquement à la résolution sur l’axe X.

7.0.3 Résolution en position : comparaison entre les prédictions des simulations Monte-Carlo et les résultats des tests en faisceau

Les simulations Monte-Carlo sont réalisées grâce au logiciel Mokka qui permet d’interfacer GEANT4 avec la base de données des éléments composant le dispositif expérimental, à savoir : les différents sous-détecteurs et de tous les objets et matériaux utilisés. Nous utiliserons un jeu de paramètres reproduisant les tests en

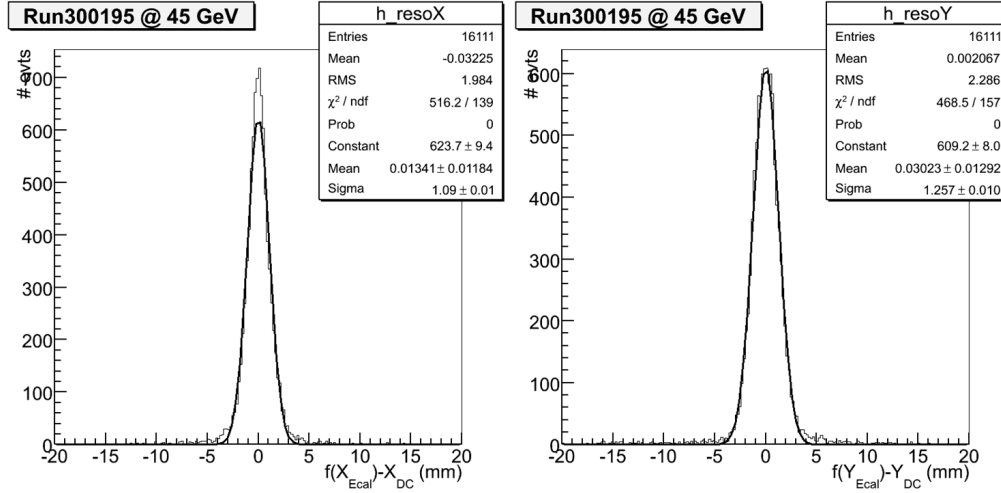


FIG. 4.48 – Comparaison de la résolution en position pour des électrons de 45 GeV sur les axes X et Y

faisceau : par exemple les électrons simulés auront une distribution spatiale reproduisant celle mesurée lors des tests et leur énergie correspondra à l'énergie nominale du faisceau. La simulation nous donne accès à la position de la particule dans les chambres à dérives et aux cellules touchées dans le calorimètre EM avec leur dépôt d'énergie. La résolution en position est reconstruite de la même manière que pour les tests en faisceau : c'est-à-dire en utilisant les mêmes fonctions de correction en S et les mêmes sélections d'événements. La figure 4.49 permet de comparer la résolution en énergie mesurée lors des tests en faisceaux (en noir) avec celles prédites par les simulations (en couleur). Deux types de simulation Monte-Carlo ont été réalisées : un premier type (en rouge) correspond fidèlement aux tests en faisceau avec une trajectoire de référence obtenue avec la position⁸ de l'électron dans chaque chambre ; le deuxième type (en vert) correspond à des électrons créés et lancés quelques millimètres avant le prototype de calorimètre ce qui, en écartant toute influence extérieure, donne une estimation de la résolution intrinsèque du prototype de calorimètre EM.

Les résolutions en position ont été ajustées par une fonction arbitraire similaire à celle utilisée pour la résolution en énergie :

$$\Delta X \text{ (mm)} = \frac{a}{\sqrt{E \text{ (GeV)}}} \oplus \frac{b}{E \text{ (GeV)}} \oplus c$$

On trouvera dans le tableau 4.6 la valeur des différents paramètres d'ajustement.

On peut déduire de ces courbes et du tableau des paramètres d'ajustement que la résolution en position prédite par les simulations est meilleure que celle obtenue à

⁸Cette position est exacte, les chambres à dérives sont simulées simplement comme des détecteurs passifs. Les effets de dérive des ions et de mise en forme du signal par les lignes à retard ne sont pas pris en compte.

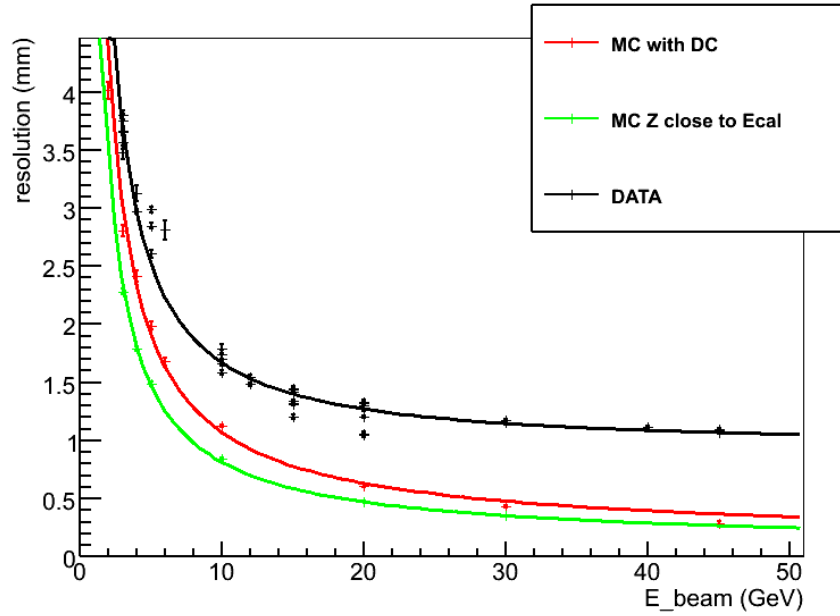


FIG. 4.49 – Comparaison de la résolution en énergie mesurée lors des tests en faisceaux (en noir) avec celles prédites par les simulations Monte-Carlo (en rouge et vert), voir texte

	a (mm/ $\sqrt{\text{GeV}}$)	b (mm/GeV)	c (mm)
Test en faisceau	$3,32 \pm 0,06$	$9,0 \pm 0,07$	$0,9 \pm 0,01$
Simulation des tests	$2,16 \pm 0,04$	$8,21 \pm 0,1$	$0 \pm 0,05$
Simulation proto seul	$1,54 \pm 0,03$	$6,5 \pm 0,07$	$0 \pm 0,04$

TAB. 4.6 – Résolution en position sur l'axe X pour différentes méthodes.

partir des données expérimentales. La courbe verte (figure 4.49) donne les potentialités du calorimètre EM simulé. Celles-ci apparaissent excellentes. La différence entre la courbe verte et la courbe rouge donne l'effet de la diffusion des électrons dans l'air ou dans les différents matériaux disposés sur la ligne de faisceau, c'est-à-dire la différence entre la trajectoire réelle et la trajectoire supposée rectiligne.

Pour expliquer la différence entre les simulations et les données, Monsieur Kalyan Krastev (post-doctorant au LPSC) a modélisé l'incertitude sur les positions données par chacune des chambres à dérive en rajoutant pour chaque événement et pour chaque chambre un décalage aléatoire correspondant à une distribution gaussienne. Pour reproduire avec les simulations Monte-Carlo, le même ordre de grandeur observé sur les données, il faut introduire un écart type gaussien d'environ 1 mm, soit une valeur très supérieure à la résolution nominale des chambres ($200 \mu\text{m}$), voir figure 4.50.

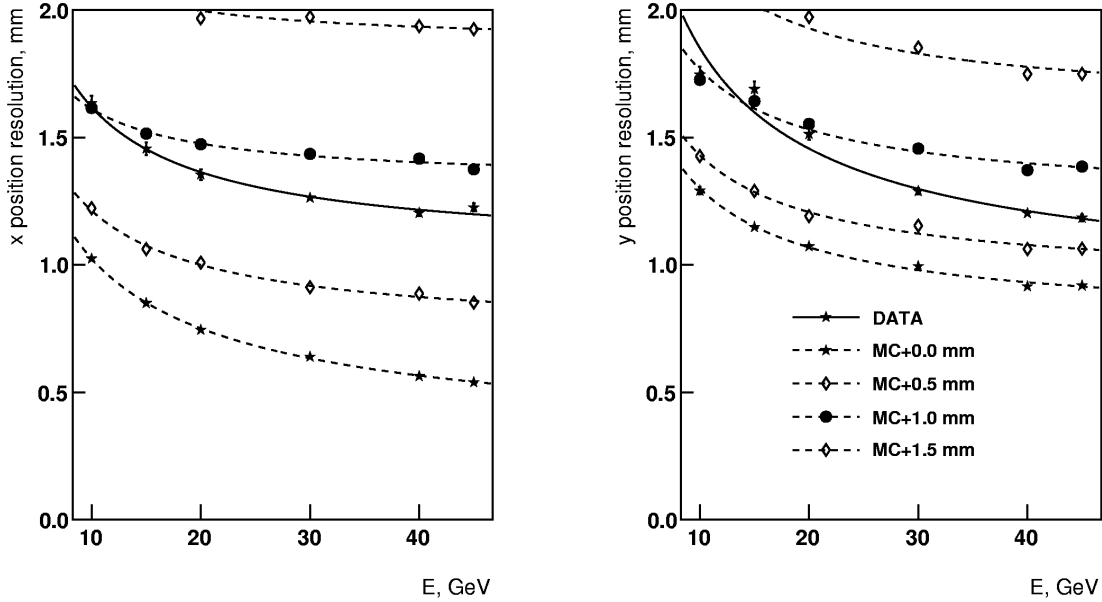


FIG. 4.50 – Effet de la résolution des chambres à dérive sur la résolution en position [27].

La mise en cause des simulations paraît peu probable pour expliquer la différence entre les prédictions Monte-Carlo et les résultats expérimentaux. Les simulations reproduisent bien la résolution en énergie ainsi que les paramètres décrivant la forme des gerbes.

Toutefois il reste une incertitude sur la mesure même des positions avec les chambres à dérive. L'électronique de lecture des chambres nous donne parfois plusieurs fronts de montée. La référence temporelle utilisée est celle qui donne la trajectoire la plus probable (χ^2 minimum). De plus les résultats à basse énergie ($E \leq 6 \text{ GeV}$) obtenus à DESY avec des chambres différentes ne montrent pas de

différence entre les prises de données et les simulations Monte-Carlo [23].

En conclusion nous avons observé une différence assez notable sur la résolution en position entre les résultats des tests en faisceau et les prédictions des simulations Monte-Carlo que nous ne sommes pas encore arrivé à expliquer. Néanmoins les résultats des tests en faisceau du prototype du calorimètre EM (caractérisé par une taille des cellules de détection de $10 \times 10 \text{ mm}^2$) conduisent à une résolution en position de l'ordre du millimètre et donc déjà tout à fait acceptable.

Chapitre 5

Mesure de la masse du boson de Higgs grâce à la masse de recul

1 Introduction

L'observation du boson de Higgs et la mesure de précision de sa masse sont parmi les principaux enjeux de l'ILC. Nous allons donc nous concentrer sur la mesure de la masse du boson de Higgs dans le cadre de la production associée avec un boson Z qui se désintègrera ensuite en une paire e^+e^- :

$$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^- + X$$

L'avantage de cette réaction est de permettre l'identification du Z par reconstruction de sa masse qui est connue avec une très grande précision. Les caractéristiques de l'ILC font que la cinématique de l'état initial est connue avec une grande précision. Il est donc possible de remonter à la masse de recul c'est-à-dire à la masse du boson de Higgs à partir de la relation [28] :

$$M_{recul}^2 = s + M_Z^2 - 2E_Z\sqrt{s}$$

où E_Z et M_Z représentent respectivement l'énergie et la masse reconstruites du boson Z ; s est le carré de l'énergie totale disponible dans le centre de masse de la collision.

Le cas le plus favorable est obtenu pour une énergie du faisceau légèrement supérieure à la masse du Z plus celle du Higgs (voir annexe A).

Les dernières mesures donnent pour la masse du Higgs une limite inférieure à 114,4 GeV [31], de plus dans le cadre de la Lettre d'Intention de l'ILD [13] le Groupe de Travail dédié à l'optimisation du détecteur a défini des paramètres standards pour mener et mieux comparer les différentes études, soit, en ce qui nous concerne, une masse du Higgs à 120 GeV. Dans ce scénario l'énergie nécessaire pour produire une paire ZH vaut 211,18 GeV, le Groupe de Travail impose, quant-à-lui, l'utilisation d'une énergie de 250 GeV. Cette mesure dépend principalement de la qualité de la

reconstruction du boson Z . Dans l'étude qui va suivre nous allons nous intéresser au canal eeX c'est-à-dire celui où le Z se désintègre en électron-positron. La désintégration en leptons permet une reconstruction du Z avec une grande précision essentiellement due à la qualité du trajectographe.

Sauf contre-indications les calculs ou simulations qui suivent seront réalisés pour une luminosité intégrée de 250 fb^{-1} , avec donc une énergie dans le centre de masse de 250 GeV. L'ensemble des paramètres de simulation (étalement du faisceau, dispersion de l'énergie, luminosité instantanée, etc.) ont été portés dans le tableau de l'annexe B (colonne Nom.250). D'après ces paramètres on déduira que la luminosité de 250 fb^{-1} sera atteinte après un peu moins de 2 ans de fonctionnement.

2 Production des simulations

Les données utilisées sont issues de l'effort pour la rédaction de la Lettre d'Intention [13] où la production des simulations Monte-Carlo a été supervisée et centralisée par le Groupe de Travail dédié à l'optimisation du détecteur ILD.

Les processus physiques sont simulés à l'aide de programmes appelés générateurs qui reproduisent la physique du modèle standard et fournissent une liste d'événements crédibles dont les caractéristiques seront proches de l'expérience. Celui utilisé dans notre cas se nomme WHIZARD [29], il est spécialisé dans la génération Monte-Carlo d'événements de physique en prenant en compte les effets des faisceaux comme le "beamstrahlung", l'incertitude sur l'énergie nominale (0,3 %) et la polarisation. Ce logiciel a permis de simuler la production de Higgs associé à un boson Z se désintégrant en 2 électrons et le bruit de fond issu du modèle standard donnant au moins 2 électrons dans l'état final. Le nombre d'événements générés est au moins suffisant pour atteindre 250 fb^{-1} pour chaque combinaison de polarisation.

Ces événements simulés sont ensuite traités par un logiciel de simulation Monte-Carlo appelé MOKKA [30]. C'est une interface entre la géométrie du détecteur et le programme de simulation physique GEANT4 qui prend en charge l'hadronisation et l'interaction avec la matière du détecteur. Cela nous permet donc d'obtenir une version réaliste des signaux provenant des différents sous-détecteurs.

La plateforme MarlinReco reconstruit les événements ; c'est une plateforme qui regroupe plusieurs algorithmes qui identifient certains objets dans le détecteur comme les vertex primaires et secondaires, l'ajustement des traces dans le trajectographe et le "clustering" c'est-à-dire le regroupement par blocs des cellules des calorimètres. À partir de ces éléments pandoraPFA [15] qui est un algorithme basé sur le PFA identifie les particules issues de la réaction.

Alors que les caractéristiques retenues pour les faisceaux correspondent à une polarisation nominale de 30 % pour le faisceau de positrons et de 80 % pour celui des électrons [32], les simulations sont quant-à-elles construites à partir des modes de polarisations totales (à 100 %). Ces états de polarisation totale seront notés (l, l) , (r, l) , (l, r) et (l, l) . Le premier symbol représente l'état de polarisation du

Polarisation du faisceau	(l, l)	(r, l)	(l, r)	(r, r)
$\sigma(ZH \rightarrow eeX) (fb)$	0,645	17,89	11,29	0,6454
$(+, -)$ (+30 % et -80 %)	0,315	0,585	0,035	0,065
$(-, +)$ (-30 % et +80 %)	0,065	0,035	0,585	0,315

TAB. 5.1 – Section efficace de production de $ZH \rightarrow eeX$ et coefficients de pondération permettant d'établir les modes de polarisation du faisceau

positron et le deuxième l'état de polarisation de l'électron. Par exemple l'état (r, l) représente un positron droit ("right") et un électron gauche ("left"). Dans la suite de l'analyse, pour l'établissement des sélections, nous utiliserons la somme des modes de polarisation totale. Les figures et les tableaux ainsi obtenus nous permettrons ensuite d'appréhender l'effet des sélections. Pour la mesure de la masse du boson de Higgs nous avons construit des échantillons représentatifs en pondérant les modes de polarisation totale (voir tableau 5.1). Nous appellerons respectivement $(+, -)$ et $(-, +)$ les états de polarisation (+30 % et -80 %) et (-30 % et +80 %) du faisceau.

3 L'analyse

3.1 Principe de la reconstruction

La stratégie utilisée est d'abord de reconstruire le boson Z puis de remonter indirectement au boson de Higgs. À partir des objets reconstruits par le PFA (qui nous fournit des particules candidates, associées si possible à un cluster et à une trace dans le trajectographe), on cherche tous les électrons et les positrons. Ensuite on sélectionne la paire électron-positron qui conduit à une masse reconstruite la plus proche de celle du boson Z . Ne sont toutefois choisis que les événements dont la trace du positron et de l'électron ont un $|\cos(\theta)| < 0,9$ ce qui correspond à la partie centrale du trajectographe où la résolution en impulsion est optimale [13]. Dans le cas contraire l'événement est rejeté.

3.2 Le bruit de fond du modèle standard

Notre bruit de fond sera constitué principalement des réactions ayant une probabilité non négligeable de donner au moins une paire e^+e^- avec une masse reconstruite proche de celle du Z [31]. Il s'agit principalement des événements à 4 fermions qui contiennent les événements issus de la réaction $ZZ \rightarrow eeff$. Cette réaction conduit à un signal très proche du nôtre car après la reconstruction d'un des deux bosons Z , la masse de recul à une bonne probabilité de se retrouver dans la région critique de notre signal. À cela se rajoute les événements à 2 fermions dont principalement la diffusion Bhabha qui a une très grande section efficace.

Les sections efficaces de production des différentes réactions sont dépendantes de

États finaux	Polarisation faisceau e^+e^- (30 %, 80 %)			
	$(-, -)$	$(+, -)$	$(-, +)$	$(+, +)$
$ZH \rightarrow eeX$	6,77	11,11	7,48	5,12
ee	$17,28 \cdot 10^6$	$17,30 \cdot 10^6$	$17,28 \cdot 10^6$	$17,28 \cdot 10^6$
$4f \rightarrow eeff$	4258	4908	4252	4557

TAB. 5.2 – Section efficace (fb) de production de $ZH \rightarrow eeX$ et des principaux bruits de fond pour les différents modes de polarisation du faisceau.

la polarisation des faisceaux. Ces sections efficaces de production ont été reportées dans le tableau 5.2 avec les principaux bruits de fond.

On observera que d'après ce tableau, la section efficace de production du boson de Higgs est beaucoup plus faible que celles provenant d'autres processus physiques du modèle standard. Par exemple la diffusion Bhabha domine largement celle du Higgs. Même si la topologie de la diffusion Bhabha est très différente de celle du Higgs, l'importance de sa section efficace peut noyer notre signal. De plus on peut remarquer à l'aide de ce tableau que les états de polarisations $(-, -)$ et $(+, +)$ ont des sections efficaces de production un peu plus faibles et ne seront donc pas utilisés par la suite. Nous nous restreindrons seulement aux états de polarisations $(+, -)$ et $(-, +)$. Cette situation illustre l'intérêt d'utiliser des faisceaux polarisés qui peuvent induire pour certains processus physiques une augmentation du rapport signal sur bruit.

3.3 La pré-sélection

Pour assurer une bonne reconstruction du boson Z on impose plusieurs contraintes sur les événements :

- Une bonne résolution sur l'impulsion de la paire e^+e^- , cela se traduit par la sélection de traces dans la partie centrale du détecteur ($|\cos(\theta)| < 0,9$) où la mesure de l'impulsion est optimale. De plus le "likelihood" (vraisemblance de la trace) devra être meilleur que 0,90.
- Une masse du boson Z reconstruite proche de celle de la masse nominale ; on choisira $M_{Z_{reco}} = M_{Z_{nominale}} \pm 10 \text{ GeV}$

Le tableau 5.3 donnent pour chaque polarisation de la paire électrons positron le nombre d'événements (N) simulés pour le signal et pour le bruit de fond de la diffusion Bhabha ainsi que le nombre d'événements (N_{reco}) subsistant après cette pré-sélection.

La quantité de bruit de fond est fortement réduite (facteur d'environ 200) pour tous les états de polarisation totale dans l'étape de reconstruction. Après celle-ci environ 40 % des événements du signal sont conservés pour les polarisations (l, r) et (r, l) tandis que pour les polarisations (l, l) et (r, r) seulement 14 % sont conservés. Les distributions (voir figure 5.1) du signal pour chaque mode de polarisation totale en fonction des cosinus de l'angle du positron ($\cos 2$) et de l'électron ($\cos 1$) avec l'axe

des faisceaux, montrent que les différentes polarisations n'ont pas la même "cinématique". Pour les mode de polarisation totale (l, l) et (r, r) les paires sont davantage produites vers l'avant, zone où la mesure de l'impulsion n'est plus optimale et est exclue de la reconstruction.

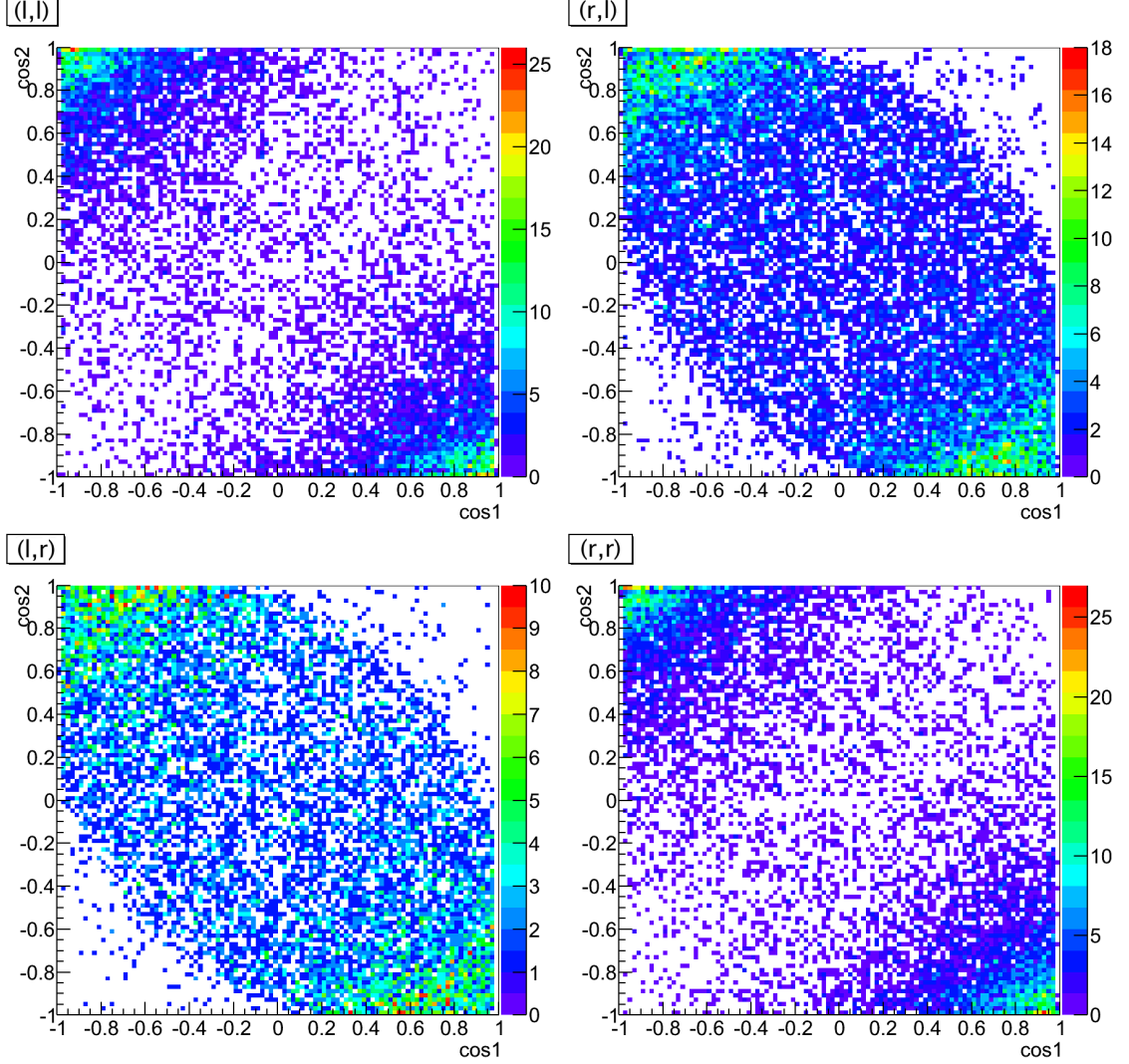


FIG. 5.1 – Distributions du signal pour chaque mode de polarisation totale en fonction des cosinus de l'angle du positron ($\cos 2$) et de l'électron ($\cos 1$) avec l'axe des faisceaux

Les tableaux 5.4 et 5.5 récapitulent le nombre d'événements attendus pour des faisceaux polarisés (30 % et 80 %) et une luminosité de 250 fb^{-1} . Dans ces deux tableaux la quantité $R(\text{eex}/\text{ee})$ représente le rapport du nombre d'événements eeX (signal) sur le nombre d'événements ee (diffusion Bhabha) normalisés à une même luminosité. Néanmoins le bruit reste toujours nettement supérieur au signal d'environ 5 ordres de grandeur.

	type	N	L (fb ⁻¹)	N _{reco}	taux (%)	N _{PFA>21}	taux (%)
(l, l)	eeX	10000	15504	1568	15,68	1369	13,7
	ee	8885851	0,515	44228	0,49	1	1,1 10 ⁻⁵
(r, l)	eeX	17892	1000	8376	46,8	7468	41,7
	ee	8883110	0,5123	48285	0,54	1	1,1 10 ⁻⁵
(l, r)	eeX	11289	1000	5303	46,9	4699	41,6
	ee	8883121	0,5136	47922	0,54	1	1,1 10 ⁻⁵
(r, r)	eeX	10000	15492	1662	16,6	1456	14,6
	ee	8885518	0,5150	46308	0,52	2	1,1 10 ⁻⁵

TAB. 5.3 – Tableau récapitulatif du nombre d'événements simulés (avec leurs luminosités associées) puis reconstruits et ensuite avec la condition N_{PFA>21} pour les différents états de polarisation totale, (voir texte)

type	N	N _{reco}	efficacité (%)	N _{PFA>21}	efficacité (%)
eeX	1869	859	45,9	761	40,7
ee	4,32 10 ⁹	22,94 10 ⁶	0,53	455	1,05 10 ⁻⁵
R(eeX/ee)	4,33 10 ⁻⁷	3,74 10 ⁻⁵		1,67	

TAB. 5.4 – Tableau récapitulatif du nombre d'événement attendu pour 250 fb⁻¹ puis reconstruits et ensuite avec la condition N_{PFA>21} pour l'état de polarisation du faisceau (−, +), (voir texte)

type	N	N _{reco}	efficacité (%)	N _{PFA>21}	efficacité (%)
eeX	2777	1281	46,1	1142	41,12
ee	4,32 10 ⁹	22,82 10 ⁶	0,53	344	0,8 10 ⁻⁵
R(eeX/ee)	6,42 10 ⁻⁷	5,61 10 ⁻⁵		3,42	

TAB. 5.5 – Tableau récapitulatif du nombre d'événement attendu pour 250 fb⁻¹ puis reconstruits et ensuite avec la condition N_{PFA>21} pour l'état de polarisation du faisceau (+, −), (voir texte)

La diffusion Bhabha donne dans l'état final deux fermions et donc engendrera en moyenne moins de particules dans le détecteur. La comparaison de la distribution du nombre de particules identifiées (voir figure 5.2) par le PFA montre une distribution qui est très piquée vers les basses valeurs du nombre d'objets reconstruits par le PFA pour la diffusion Bhabha. En sélectionnant uniquement les événements avec $N_{PFA} > 21$ on supprime pratiquement tous les événements Bhabha (voir tableau 5.5 et 5.4) pour les 2 états de polarisation du faisceau.

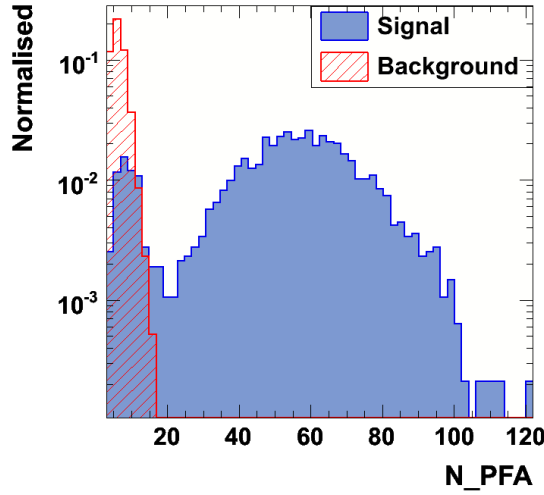


FIG. 5.2 – Distributions (avec des surfaces normalisées à 1) du nombre d'objets reconstruits par le PFA pour les événements ZH (en bleu) et Bhabha (en rouge)

Cette pré-sélection permet de s'affranchir du bruit de fond de la diffusion Bhabha en remontant légèrement le seuil $N_{PFA} > 21$, voir figure 5.2. Mais son effet est probablement de rejeter les canaux légers de désintégration du boson de Higgs. Malheureusement on ne dispose que d'environ 8 millions d'événements Bhabha et donc ce nombre est insuffisant pour approfondir notre étude. Une simulation "rapide" serait la bienvenue.

3.4 La sélection

Nous allons maintenant considérer les autres bruits de fond à 2 et 4 fermions. Ces derniers proviennent principalement des désintégrations de type ZZ. Mais tout d'abord nous allons vérifier les effets dus à notre pré-sélection sur ces bruits de fonds.

La coupure N_{PFA} va supprimer de manière privilégiée les événements où le Z se désintègre en neutrinos. Le bruit de fond le plus important est celui à 4 fermions avec au moins une paire de quarks. Les tableaux 5.6 et 5.7 confirment cette assertion (pour 250 fb^{-1}) et pour les deux états de polarisation du faisceau.

Type	N	$N_{PFA>21}$	taux %	N_{select}
eeh	1869	761	40,7	759
$\tau\tau$	2030226	0	0	0
$ee\mu\mu$	270520	0	0	0
$eeee$	242019	0	$1,37 \cdot 10^{-5}$	0
$ee\tau\tau$	236766	1	$4,49 \cdot 10^{-4}$	1
$\nu_e ee \nu_e$	16376	0	0	0
$\nu_\mu \nu_\mu ee$	4997	0	0	0
$\nu_\tau \nu_\tau ee$	4998	0	0	0
$ee ss$	20533	911	4,44	551
$ee dd$	20540	1131	5,51	671
$ee bb$	16459	1264	7,68	769
$cc ee$	114949	234	0,20	144
$uu ee$	115089	239	0,21	141

TAB. 5.6 – Nombre d'événements à 4 fermions pour 250 fb^{-1} et pour l'état de polarisation $(-, +)$ du faisceau

Type	N	$N_{PFA>21}$	taux (%)	N_{select}
eeh	2777	1142	41,1	1140
$\tau\tau$	2610215	0	0	0
$ee\mu\mu$	273302	0	0	0
$eeee$	243756	1	$2,27 \cdot 10^{-4}$	0
$ee\tau\tau$	238935	2	$6,80 \cdot 10^{-4}$	1
$\nu_e ee \nu_e$	141725	0	0	0
$\nu_\mu \nu_\mu ee$	7321	0	0	0
$\nu_\tau \nu_\tau ee$	7317	0	0	0
$ee ss$	25836	1912	7,40	1166
$ee dd$	25852	1972	7,63	1192
$ee bb$	21553	3923	18,2	2397
$cc ee$	120806	410	0,34	255
$uu ee$	120653	421	0,35	251

TAB. 5.7 – Nombre d'événements à 4 fermions pour 250 fb^{-1} et pour l'état de polarisation $(+, -)$ du faisceau

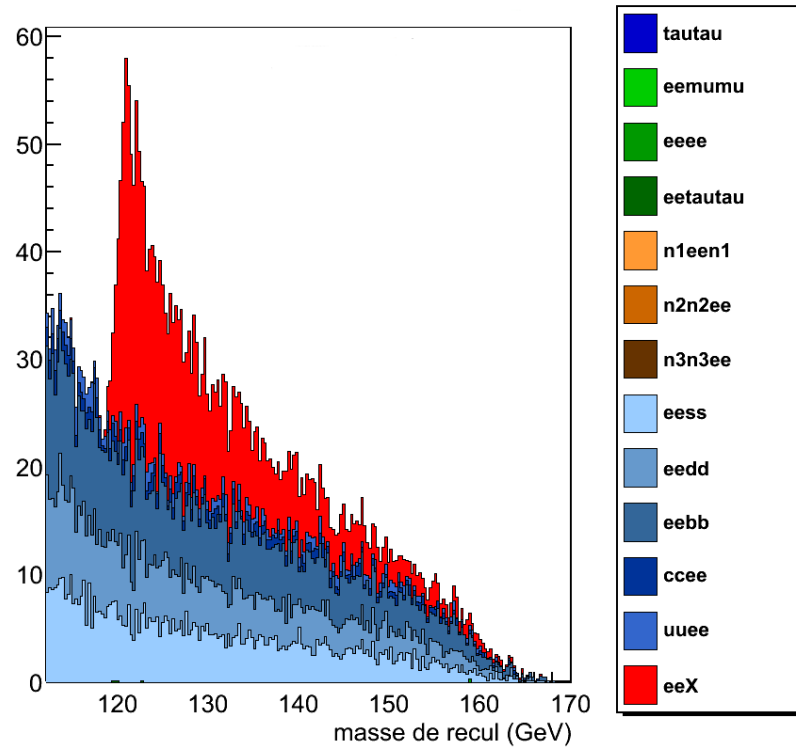
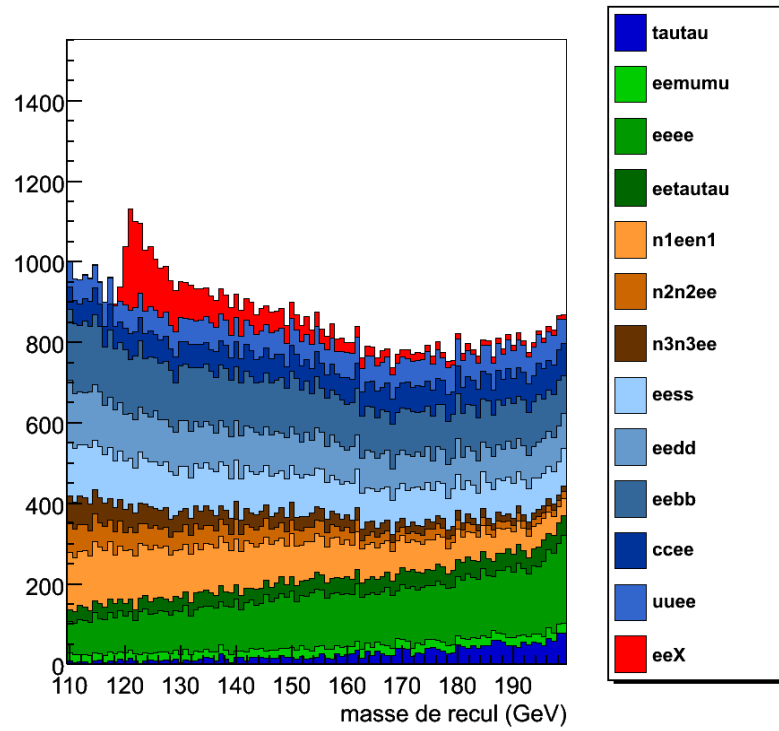


FIG. 5.3 – Distributions (en nombre d'événements) de la masse de recul avant et après la pré-sélection pour le mode de polarisation du faisceau (+, −)

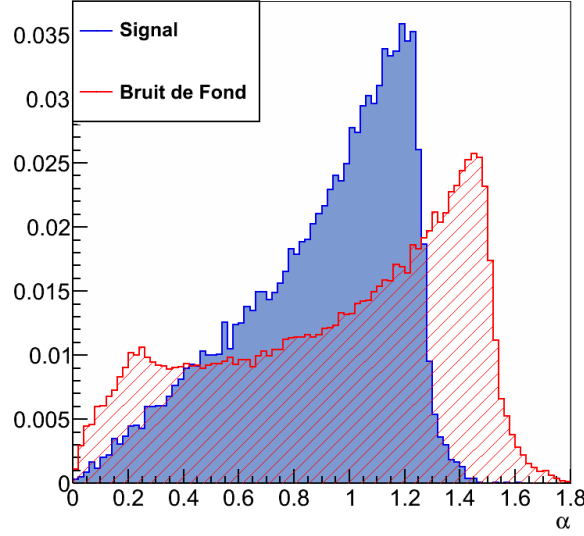


FIG. 5.4 – Distributions (avec des surfaces normalisées à 1) de α (en radian) pour le signal (en bleu) et le bruit de fond (en rouge)

La figure 5.3 du haut montre l'histogramme de la masse de recul avant la pré-sélection en fonction des contributions des différents canaux physiques ($n1=\nu_e$, $n2=\nu_\mu$, $n3=\nu_\tau$). On remarquera que le pic du boson Higgs se détache du bruit de fond. De plus l'essentiel du bruit de fond est réparti assez uniformément sous et en dehors du pic. On peut voir sur la figure 5.3 du bas, après la pré-sélection, qu'il ne reste que le bruit de fond à 4 fermions avec une paire de quarks. Pour séparer notre signal du bruit de fond nous allons nous intéresser à différentes variables.

3.4.1 La variable α

On définit α comme étant l'angle entre la trajectoire de l'électron et celle du positron. Les distributions normalisées de la variable α pour le signal et le bruit de fond ont été reportées sur la figure 5.4. On remarquera que la condition $\alpha < 1,3$ réduira une bonne partie du bruit de fond en supprimant très peu de signal.

3.4.2 La variable Pt_{dl}

On définit Pt_{dl} comme étant l'impulsion transverse du système dileptons. À partir de la figure 5.5 on observera que la condition $Pt_{dl} < 68$ GeV permet de conserver la majeure partie du signal tout en supprimant une portion notable du bruit.

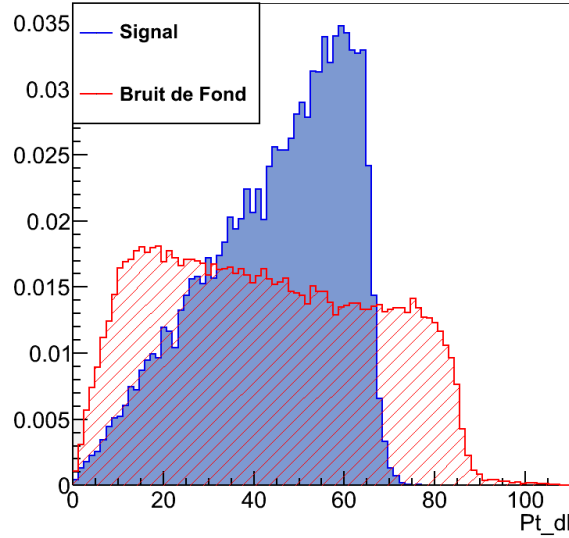


FIG. 5.5 – Distributions normalisées de l'impulsion transverse Pt_{dl} pour le signal (en bleu) et le bruit de fond (en rouge)

3.4.3 La variable E_Z

Nous utiliserons aussi l'énergie reconstruite E_Z du boson Z. Avec une coupure à $E_Z < 115$ GeV on supprime en effet une bonne partie du bruit de fond, voir figure 5.6.

3.4.4 Résultat des coupures

La figure 5.7, les tableaux 5.6 et 5.7 (voir N_{select}) montrent que ces nouvelles coupures réduisent le bruit de fond qui est maintenant du même ordre de grandeur que le signal. Nous nous sommes limités aux coupures conservant la statistique car la section efficace du signal est faible mais aussi pour limiter les déformations du spectre de la masse de recul.

3.5 Mesure de la masse

Nous allons à présent calculer la masse du boson de Higgs à partir de la masse de recul. À cette fin, nous allons ajuster une fonction qui va mesurer la position du pic et sa largeur en associant à gauche une gaussienne et à droite une gaussienne relayée par une décroissance de type x^{-n} . Ce type de décroissance nous permettra de décrire la traînée du spectre simulé, voir figure 5.8 :

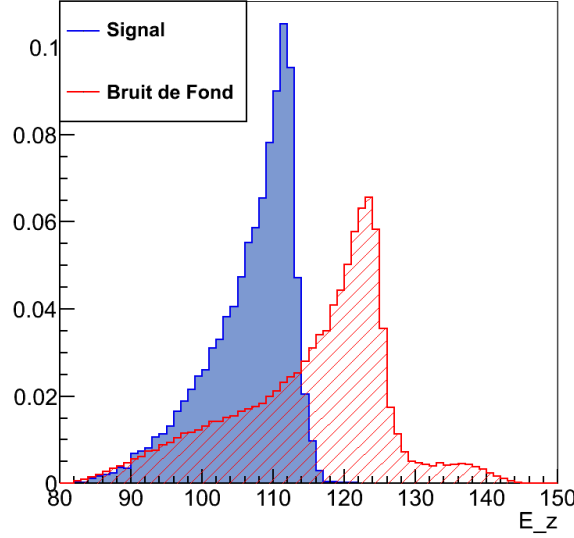


FIG. 5.6 – Distributions normalisées de l'énergie E_Z du boson Z reconstruit pour le signal (en bleu) et le bruit de fond (en rouge)

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \begin{cases} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} & : \text{pour } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq \alpha \\ A \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \right)^{-n} & : \text{pour } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > \alpha \end{cases}$$

Avec :

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|} \right)^n e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \quad \text{et} \quad B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$$

Cette fonction est issue de la fonction générique appelée "cristalball". Les paramètres libres de cette fonction sont la position de la coupure : α , la pente de puissance : $-n$, la position du centre de la gaussienne : \bar{x} et la largeur de la gaussienne : σ .

La figure 5.9 montre la distribution du bruit de fond après nos sélections. Ce bruit doit être modélisé pour être ensuite retiré de la totalité des événements simulés. Pour modéliser sans à priori cette distribution, nous allons utiliser une fonction d'interpolation avec des polynômes d'ordres 6. La moitié des événements du bruit de fond sera utilisée pour l'étalonnage de la fonction d'interpolation. L'autre moitié des événements sera combinée avec le signal. La forme du bruit étant connue, un paramètre correspondant à son amplitude devra être ajusté.

L'ajustement final est obtenu en combinant ces deux fonctions. La figure 5.10 montre l'ajustement final c'est-à-dire avec les contributions du signal et du bruit.

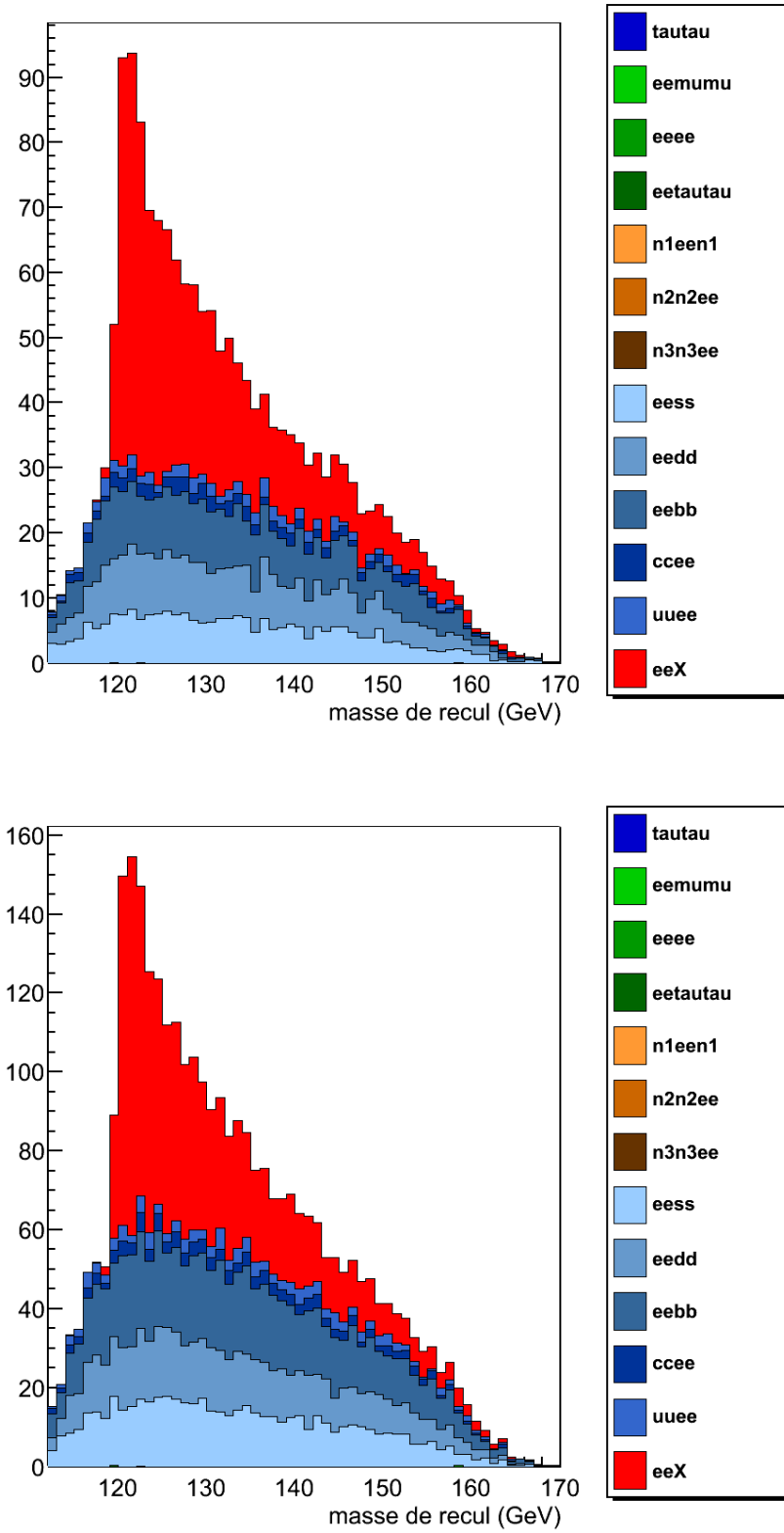


FIG. 5.7 – Histogrammes de la masse de recul après la sélection pour les états de polarisation du faisceau (–, +) figure du haut et (+, –) figure du bas

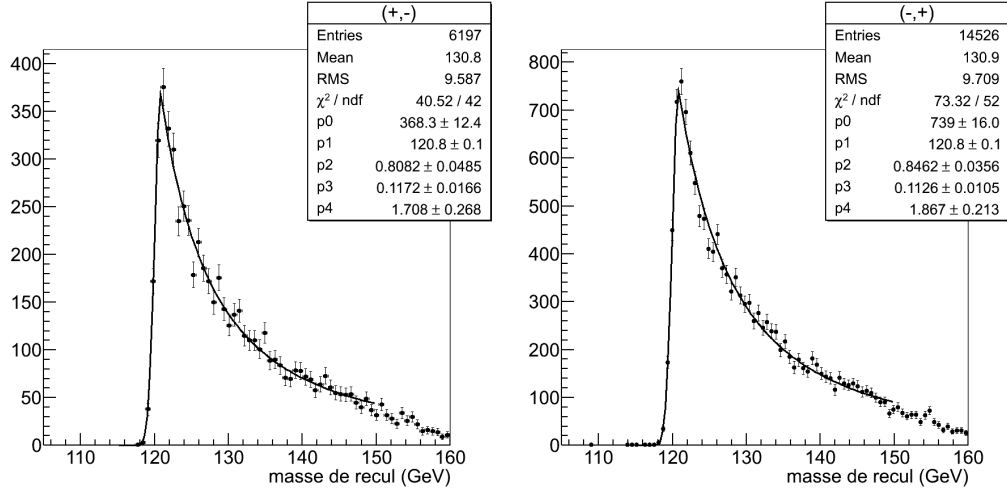


FIG. 5.8 – Ajustement de la masse de recul pour le signal seul avec la fonction "cristalball" pour l'état de polarisation du faisceau (+, -) à gauche et l'état de polarisation du faisceau (-, +) à droite

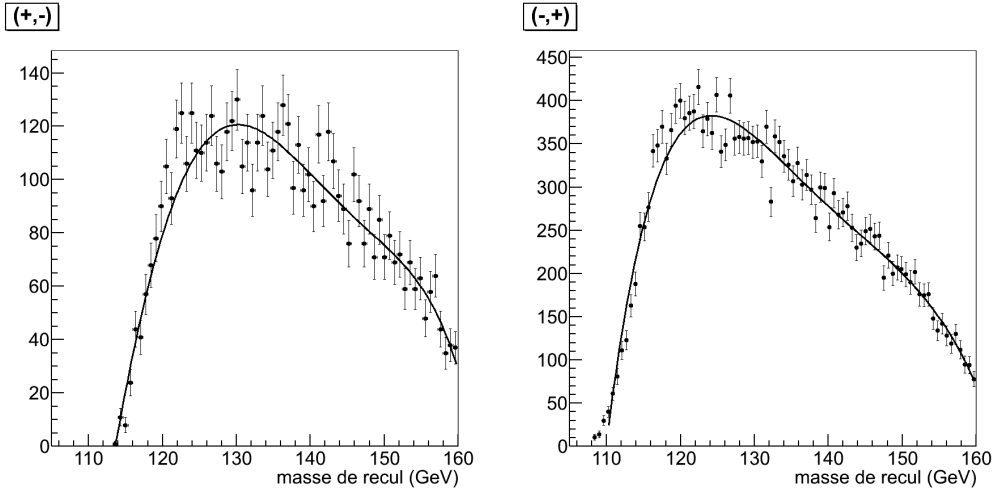


FIG. 5.9 – Ajustement de la masse de recul correspondant au bruit de fond avec une somme de polynômes de l'état de polarisation du faisceau (+, -) à gauche et de l'état de polarisation du faisceau (-, +) à droite

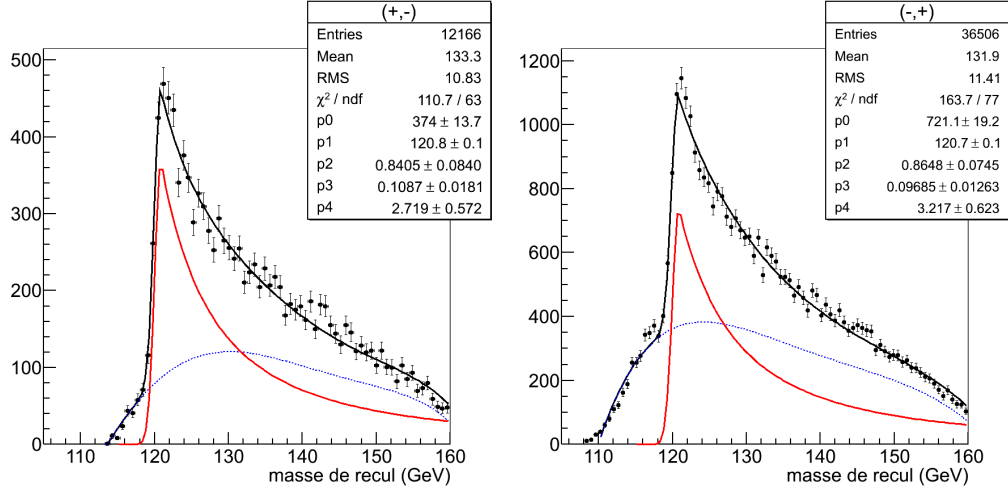


FIG. 5.10 – Ajustement de la masse de recul correspondant au signal plus le bruit de fond pour l'état de polarisation du faisceau (+, -) à gauche et l'état de polarisation (-, +) à droite

On observera en pointillés rouges le pic du signal extrait et en pointillés bleu la distribution du bruit de fond.

Les résultats des ajustements du signal seul et du signal plus la contribution du bruit ont été reportés dans le tableau 5.8. On remarquera un décalage systématique du pic du signal (d'environ 800 MeV) vers les hautes valeurs par rapport à la masse simulée, soit 120 GeV. Ce décalage est dû à une sous-estimation systématique de l'énergie de la paire électron positron provenant du Z. Cet effet systématique pourra évidemment être corrigé. À partir du tableau 5.8 on observe que la précision sur la mesure du pic (masse du boson de Higgs) est dégradée par la présence du bruit. Elle est dans notre cas de l'ordre de 100 MeV. Pour mémoire rappelons que la masse du boson intermédiaire W est actuellement connue avec une précision de ± 25 MeV [31].

	Polarisation			
	(+, -)		(-, +)	
	Signal seul	Signal + Bdf	Signal seul	Signal + Bdf
\bar{x} (GeV)	$120,818 \pm 0,092$	$120,798 \pm 0,124$	$120,811 \pm 0,063$	$120,719 \pm 0,100$
σ (GeV)	$0,808 \pm 0,049$	$0,841 \pm 0,084$	$0,846 \pm 0,036$	$0,865 \pm 0,074$

TAB. 5.8 – Résultats des ajustements pour les différents états de polarisations

3.6 Conclusion

Ce chapitre est dédié à la mesure de la masse du boson de Higgs en utilisant le recul du boson Z dans la réaction $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^- + X$. Cette étude est possible grâce à la connaissance précise de la cinématique due aux collisions e^+e^- ,

à la connaissance de la masse du boson Z et son identification avec une bonne efficacité dans le canal dileptons : électron-positron. Le signal attendu pour le boson de Higgs est de l'ordre de grandeur du bruit de fond issu du modèle standard. La diffusion Bhabha qui est cinématiquement et topologiquement éloignée de notre signal, mais qui est caractérisée par une très grande section efficace, finit par dominer notre signal. Grâce à des coupures sur le nombre d'objets reconstruits par le PFA et aussi d'autres coupures sur la cinématique des événements nous sommes arrivés à pratiquement éliminer ce bruit. Néanmoins notre échantillon s'est avéré trop faible mener pour une étude approfondie. Pour cette étude il serait nécessaire de développer une simulation Monte-Carlo rapide produisant un nombre d'événements de l'ordre du milliard.

La mesure de la masse de recul du Higgs fait apparaître un pic assez bien marqué avec un décalage systématique de l'ordre de 800 MeV. Ce décalage est mesurable et prévisible, et l'on peut envisager une mesure de la masse du Higgs avec une erreur de l'ordre de 100 à 125 MeV selon l'état de polarisation du faisceau et une luminosité intégrée de 250 fb^{-1} .

La mesure de la masse de recul est sensible à l'état initial et au rayonnement de freinage "bremsstrahlung" ainsi qu'à la résolution de la masse reconstruite du Z . L'utilisation des muons à la place des paires e^+e^- permet une amélioration de la reconstruction du Z . Ces derniers bien que produits en quantité moindre sont mieux reconstruits et souffrent moins du rayonnement de freinage.

Cette étude préliminaire montre clairement le potentiel de l'ILC pour des mesures de précision.

Conclusion

Cette thèse résume les études que j'ai effectuées au LPSC-Grenoble concernant d'une part :

- Les tests et les analyses de données obtenues à partir du prototype de calorimètre électromagnétique silicium-tungstène pour le futur détecteur ILD de L'ILC. (Les tests ont eu lieu au CERN (Genève, Suisse) et à FERMILAB (Chicago, USA)).

D'autre part :

- La mesure de la masse du boson de Higgs dans la réaction $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^- + X$.

La conception de l'ILD repose sur la technique du PFA ("Particle Flow Algorithm"). Cette technique impose de nombreuses contraintes en particulier sur la calorimétrie EM. Le calorimètre EM doit être compact (d'où le choix du tungstène), à forte granularité (des matrices de diodes de très faible épaisseur assurent la segmentation transversale); il est placé à l'intérieur du bobinage supraconducteur afin de permettre le suivi et donc la reconnaissance des traces.

Un prototype de calorimètre électromagnétique Si-W a été réalisé puis soumis à des faisceaux tests d'électrons, de pions et de muons dans une gamme d'énergie comprise entre 5 à 50 GeV. Une première étape de mon travail a consisté à rechercher des variables simples relatives à la forme et la taille des gerbes pour pouvoir identifier la particule incidente. Cette technique est possible grâce à la granularité très fine et le nombre élevé de couches du prototype. Elle a permis une séparation entre les gerbes dues aux pions et celles issues des électrons supérieure à celle obtenue à l'aide du détecteur Cherenkov. Mais surtout, cette technique sera transposable dans le détecteur final.

L'identification des particules effectuée, j'ai mesuré la résolution en énergie du prototype pour des faisceaux d'électrons à différentes énergies. La résolution obtenue :

$$\frac{\Delta E(\%)}{E} = \frac{17,96 \pm 0,7}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 0,8 \pm 0,06$$

est tout à fait compatible avec celle que j'ai pu déduire à partir des simulations

Monte-Carlo :

$$\frac{\Delta E(\%)}{E} = \frac{17,6 \pm 0,13}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 1,01 \pm 0,11$$

Cette résolution concerne néanmoins que la partie centrale des matrices de diodes. En effet les matrices sont protégées en périphérie par des anneaux de garde qui créent des zones inactives et donc inefficaces à la détection. Nous avons donc décidé de corriger ces non-uniformités de la réponse du prototype par différentes méthodes. La première méthode envisagée a consisté à "cartographier" l'efficacité de la réponse du prototype en fonction de la position du barycentre des gerbes puis de corriger les inefficacités locales grâce à cette fonction. Nous avons ensuite exploré une variante où l'efficacité de la réponse est cette fois-ci mesurée pour chaque couche du prototype. La correction est alors réalisée couche par couche. Cette dernière technique est évidemment transposable au détecteur final et peut donc (au moins en principe) fonctionner dans toutes les configurations géométriques de ce dernier. Les résolutions en énergie obtenues pour la correction globale et pour la correction couche par couche sont respectivement :

$$\frac{\Delta E(\%)}{E} = \frac{20,23 \pm 0,06}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 0,87 \pm 0,08$$

et

$$\frac{\Delta E(\%)}{E} = \frac{20,12 \pm 0,3}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 0,5 \pm 0,07$$

Ces deux méthodes permettent de récupérer une partie de l'énergie non-mesurée dans les anneaux de garde. La nécessité de "cartographier" l'efficacité de la réponse pour chaque énergie et pour chaque type de gerbe est leur principal inconvénient. Les fonctions de correction dépendent de nombreux paramètres et rendent cette technique assez lourde à appliquer.

Nous avons donc décidé de développer une (ou des) méthode(s) de corrections locales. La plus simple consiste à attribuer des cellules virtuelles en lieu et place des anneaux de garde. L'énergie "concedée" à une cellule virtuelle est alors estimée à partir des cellules de détection (diodes) les plus proches. La méthode peut être affinée en prenant dans une même ligne ou une même colonne les 4 cellules de détection les plus proches et en essayant de reproduire la forme de la gerbe. Nous avons opté pour la méthode d'interpolation dite "spline". Les résolutions en énergie ainsi obtenues sont respectivement

$$\frac{\Delta E(\%)}{E} = \frac{21,45 \pm 0,03}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 0 \pm 0,05$$

et

$$\frac{\Delta E(\%)}{E} = \frac{22,73 \pm 0,06}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 0,89 \pm 0,065$$

Ces deux nouvelles méthodes conduisent à des résultats proches de ceux obtenus précédemment (en fait légèrement moins bons) mais par contre sont bien plus simples à mettre en œuvre et sont évidemment transposables à toutes configurations géométriques du futur détecteur. Elles ne requièrent pas de paramètres et seront encore plus efficace si la taille des cellules de détection diminue ce qui est par ailleurs déjà prévu à la fois pour le détecteur final ainsi que pour le prochain prototype (module EUDET) de taille comparable à celle des futurs modules.

Enfin la résolution en position constitue aussi un paramètre essentiel pour décrire les performances de notre prototype de calorimètre EM. La trajectoire de la particule incidente est obtenue en déterminant la droite des moindres carrés appliquée sur la position des cellules touchées pondérées par l'énergie déposée dans chaque cellule. Cette droite est ensuite comparée avec la trajectoire mesurée à partir des chambres à dérives installées dans la ligne de faisceau. Après des corrections (en forme de S) due à la taille finie des cellules de détection (effets de bord) et à leur alignement, on obtient :

$$\Delta X(mm) = \frac{3,32 \pm 0,06}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus \frac{9,0 \pm 0,07}{E(GeV)} \oplus 0,9 \pm 0,01$$

soit une résolution d'environ 1 mm pour des énergies de l'ordre de 50 GeV. La comparaison avec les simulations Monte-Carlo conduit néanmoins à un désaccord d'un facteur d'environ 2. Malgré de nombreux efforts ce désaccord n'a pas pas encore été réellement compris et pourrait provenir de plusieurs effets cumulés (précision réelle des chambres, problème d'alignement des couches actives dans le prototype, etc.). Il est néanmoins à noter que la valeur mesurée est déjà tout à fait acceptable.

La mesure de la masse du boson de Higgs dans le canal $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^- + X$ est un exemple d'analyse illustrant les potentialités de l'ILC pour les mesures de précision. La cinématique initiale de la collision est très bien définie. On peut alors remonter à la masse du boson de Higgs sans faire la moindre hypothèse sur ses modes de désintégration. La polarisation du faisceau permet dans notre cas une amélioration du rapport signal sur bruit. Le boson Z est reconstruit en sélectionnant les couples e^+e^- qui reproduisent au mieux la masse du Z. Enfin on introduit le bruit ce qui a pour effet de détériorer les résultats de nos précédentes données. Nous pouvons néanmoins conclure qu'avec une luminosité intégrée de 250 fb^{-1} , le boson de Higgs (dans le cadre du modèle standard) est susceptible d'être clairement mis en évidence. L'erreur sur la mesure de sa masse sera comprise entre 100 et 125 MeV selon l'état de polarisation du faisceau.

Annexe A

Section efficace de production du boson de Higgs dans le canal : $e^+e^- \rightarrow ZH$ et sa distribution angulaire

1 Section efficace de production du boson de Higgs

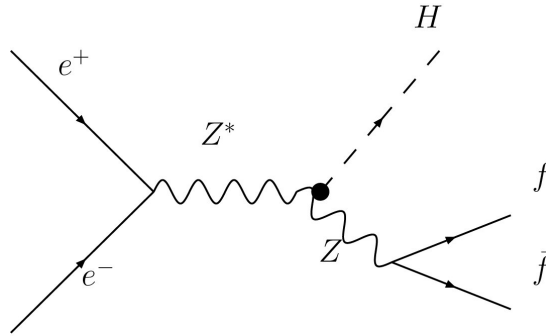


FIG. A.1 – Diagramme de Feynman décrivant le processus de production du boson de Higgs dit "Higgs-strahlung process"

Les principaux canaux de production du boson de Higgs au futur Collisionneur Linéaire International (ILC) seront le "Higgs-strahlung" ($e^+e^- \rightarrow ZH$) et le mécanisme de fusion WW ($e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}_e \nu_e H$). Nous nous focaliserons ici sur le processus dit de "Higgs-strahlung", voir figure A.1. La section efficace de production du Higgs peut alors s'écrire [33] :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH) = \frac{G_F^2 m_Z^4}{96\pi s} (v_e^2 + a_e^2) \lambda^{\frac{1}{2}} \frac{\lambda + 12m_Z^2/s}{(1 - m_Z^2/s)^2}$$

où \sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse, G_F la constante de Fermi, $a_e = -1$, $v_e = -1 + 4\sin^2\theta_W$ (avec θ_W représentant l'angle de Weinberg), $\lambda = (1 - (m_H + m_Z)^2/s)(1 - (m_H - m_Z)^2/s)$ est la fonction relative à l'espace de phase pour une collision à 2 particules. La figure A.2 montre ; à gauche : cette section efficace en

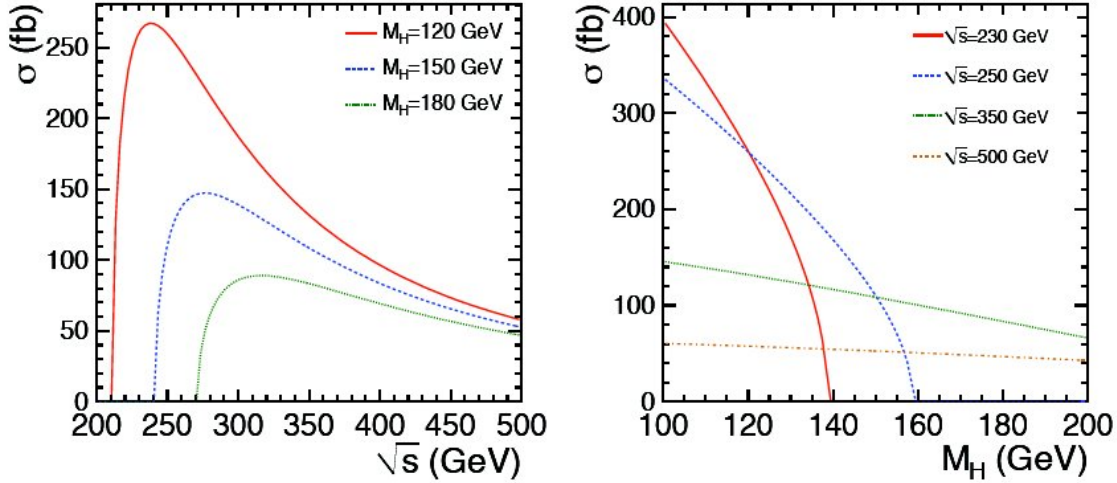


FIG. A.2 – Section efficace de production du boson de Higgs, voir texte

fonction de l'énergie dans le centre de masse et pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs ; à droite : la section efficace en fonction de la masse du boson de Higgs et pour différentes valeurs de l'énergie dans le centre de masse. On notera sur la figure A.2 de gauche que la section efficace croît rapidement dès l'on dépasse le seuil $\sqrt{s} > m_H + m_Z$ jusque vers un maximum à environ $\sqrt{s} \sim m_Z + \sqrt{2}m_H$ puis décroît en $1/s$.

Enfin, de manière plus générale, on notera que la section efficace de production du boson de Higgs $e^+e^- \rightarrow ZH$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse dépend en fait de la valeur du spin du boson de Higgs, voir figure A.3 [34]. La mesure de la section efficace près du seuil de production devrait donc confirmer ou infirmer l'existence d'un boson de Higgs scalaire, c'est-à-dire de spin 0, attendu dans le modèle standard.

2 Distribution angulaire

En notant θ l'angle polaire entre le Z (ou le H) et l'axe e^+e^- du faisceau, la distribution angulaire peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} \sim \lambda^2 \sin^2\theta + 8m_Z^2/s$$

La figure A.4 montre la distribution angulaire en fonction de la variable $\cos(\theta)$

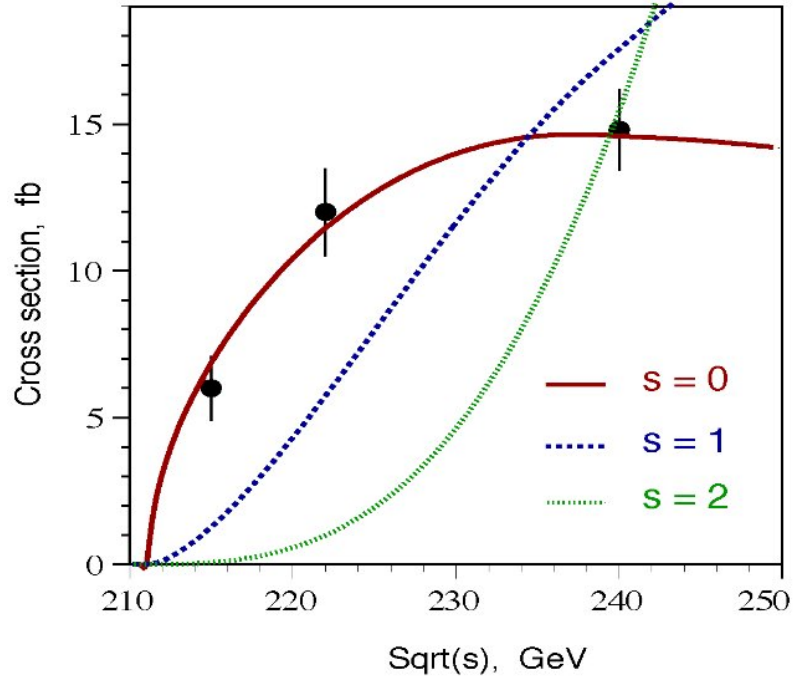


FIG. A.3 – Section efficace de production du boson de Higgs en fonction de l'énergie dans le centre de masse avec $m_H = 120 \text{ GeV}$.

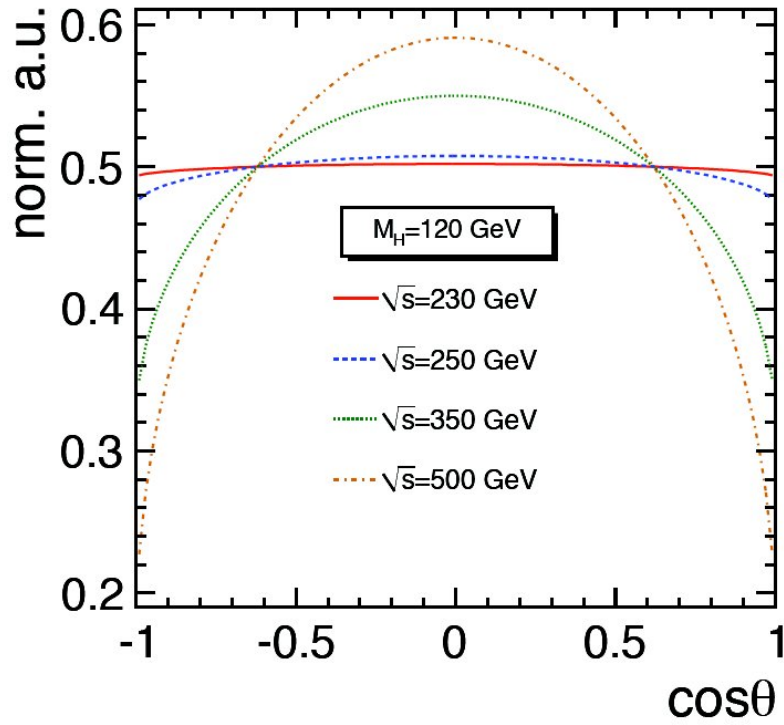


FIG. A.4 – Distribution angulaire de production du boson de Higgs, voir texte.

pour un boson de Higgs avec une masse de 120 GeV et pour différentes énergies dans le centre de masse.

Annexe B

Paramètres du faisceau au point d'interaction

Parameter	Symbol/Units	Calib.90	Nom.200	Nom.250	Nom.350	Nominal	Upgr.1TeV
Center of mass energy	\sqrt{s} (GeV)	90	200	250	350	500	1000
Number of particles per bunch	N (10^{10})	2	2	2	2	2	2
Number of bunches per pulse	n_b	2625	2625	2625	2625	2625	2625
Bunch interval in the Main Linac	t_b	369.2	369.2	369.2	369.2	369.2	369.2
Average beam current in pulse	I_{ave} (mA)	8.7	8.7	8.7	8.7	8.7	8.7
Repetition rate	f_{rep} (Hz)	2.5	5	5	5	5	5
Electron polarization	(%)	N/A	80	80	80	80	80
Positron polarization ¹	(%)	N/A	30	30	30	30	30
Electron energy spread	(%)	0.70	0.35	0.28	0.20	0.14	0.14
Positron energy spread	(%)	0.50	0.25	0.18	0.10	0.07	0.07
Beta function at IP	β_x^* (mm)	75	26	22	20	20	30
Beta function at IP	β_y^* (mm)	2.0	0.6	0.5	0.4	0.4	0.3
R.M.S. beam size at IP	σ_x^* (nm)	3300	1200	950	760	640	550
R.M.S. beam size at IP	σ_y^* (nm)	35	13	10	7.4	5.7	3.3
R.M.S. bunch length	σ_z (μ m)	300	300	300	300	300	300
Normalized emittance at IP	$\gamma\epsilon_x^*$ (mm·mrad)	13	10	10	10	10	10
Normalized emittance at IP	$\gamma\epsilon_y^*$ (mm·mrad)	0.054	0.056	0.053	0.047	0.040	0.036
Disruption parameter	D_x	0.03	0.13	0.15	0.17	0.17	0.11
Disruption parameter	D_y	3.3	11.4	14.0	17.5	19.1	18.9
Beamstrahlung parameter	Υ_{ave}	0.002	0.010	0.016	0.027	0.047	0.109
Beamstrahlung parameter	$\kappa = 2/(3\Upsilon_{ave})$	333.3	66.67	41.67	24.69	14.18	6.12
Energy loss by Beamstrahlung	δ_{BS}	0.0002	0.003	0.006	0.012	0.023	0.050
Number of Beamstrahlung photons	n_γ	0.26	0.74	0.89	1.09	1.29	1.43
Luminosity enhancement factor	H_D	1.9	1.8	1.7	1.7	1.7	1.5
Geometric luminosity	\mathcal{L}_{geo} ($10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	0.018	0.28	0.42	0.74	1.1	1.8
Luminosity	\mathcal{L} ($10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	0.033	0.47	0.71	1.2	1.9	2.8

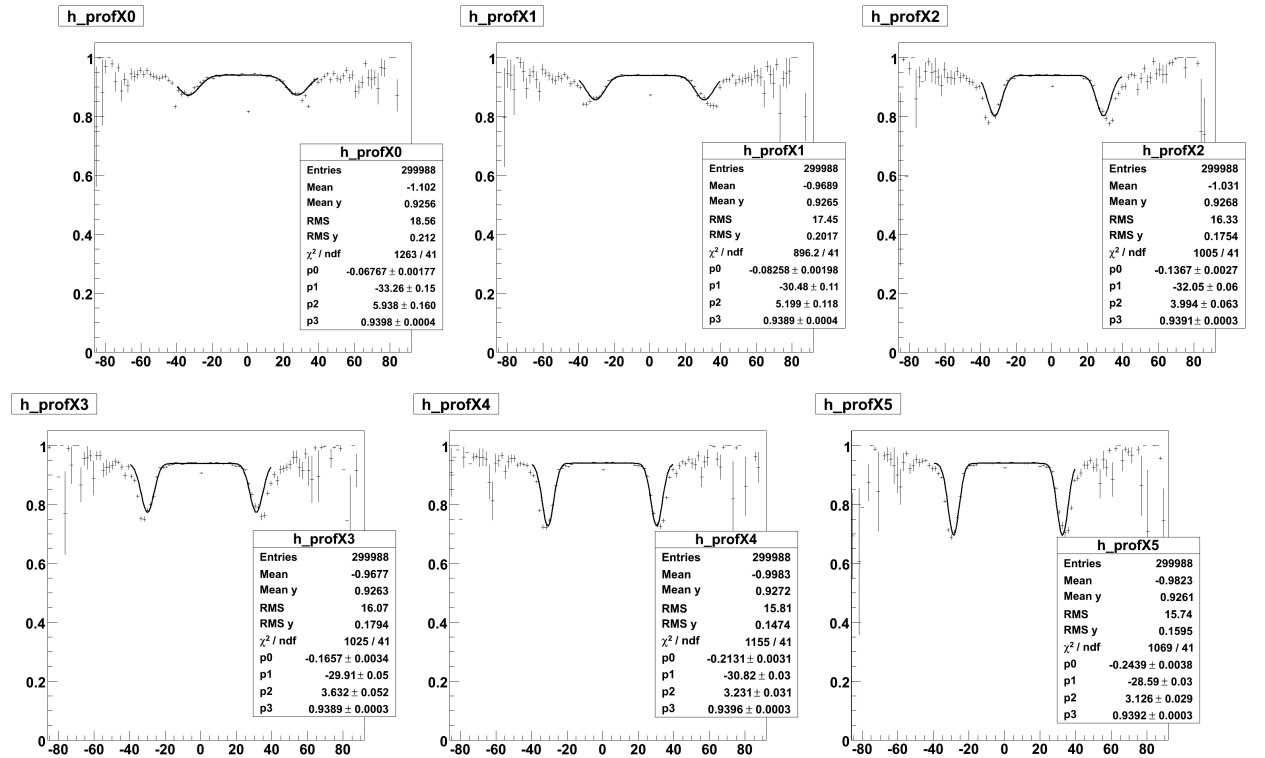
¹Although the baseline design only requires un-polarized positrons, the positron beam produced by the baseline source has a polarization of $\sim 30\%$, and beamline space has been reserved for an eventual upgrade to $\sim 60\%$ polarization.

FIG. B.1 – Paramètres du faisceau au point d'interaction [11]

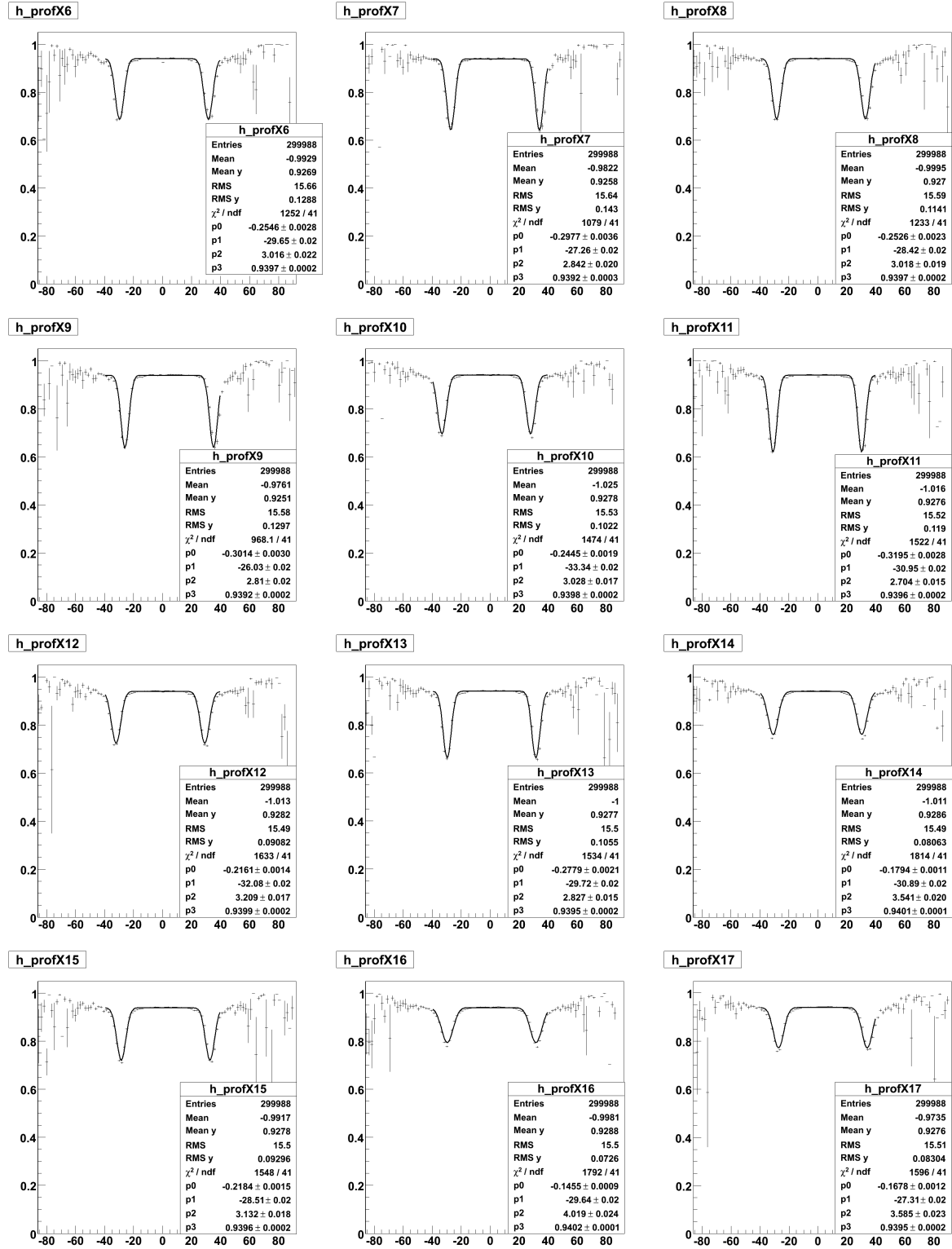
Annexe C

Exemples d'ajustements de la fonction de correction pour des simulations à 30 GeV

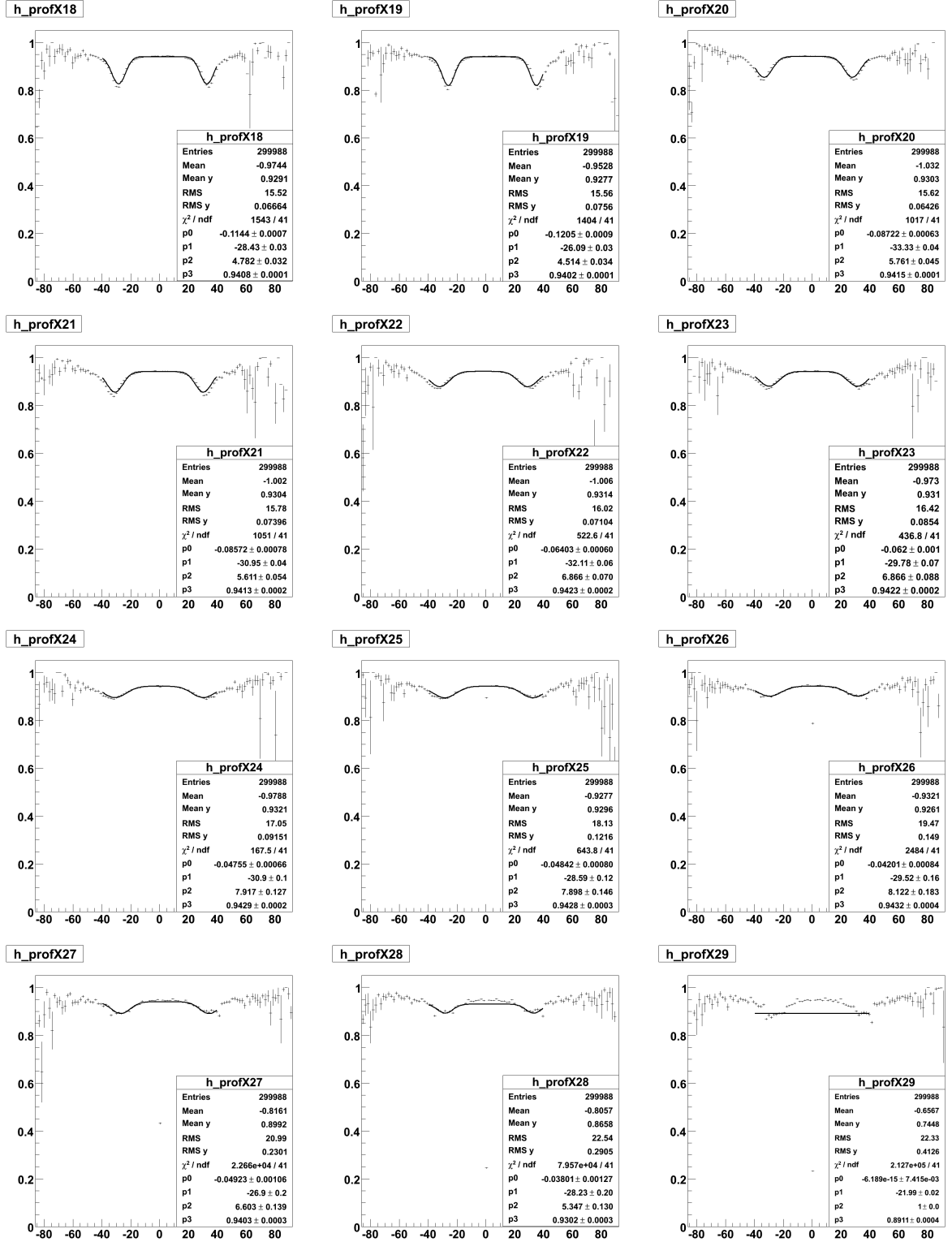
1 Axe X



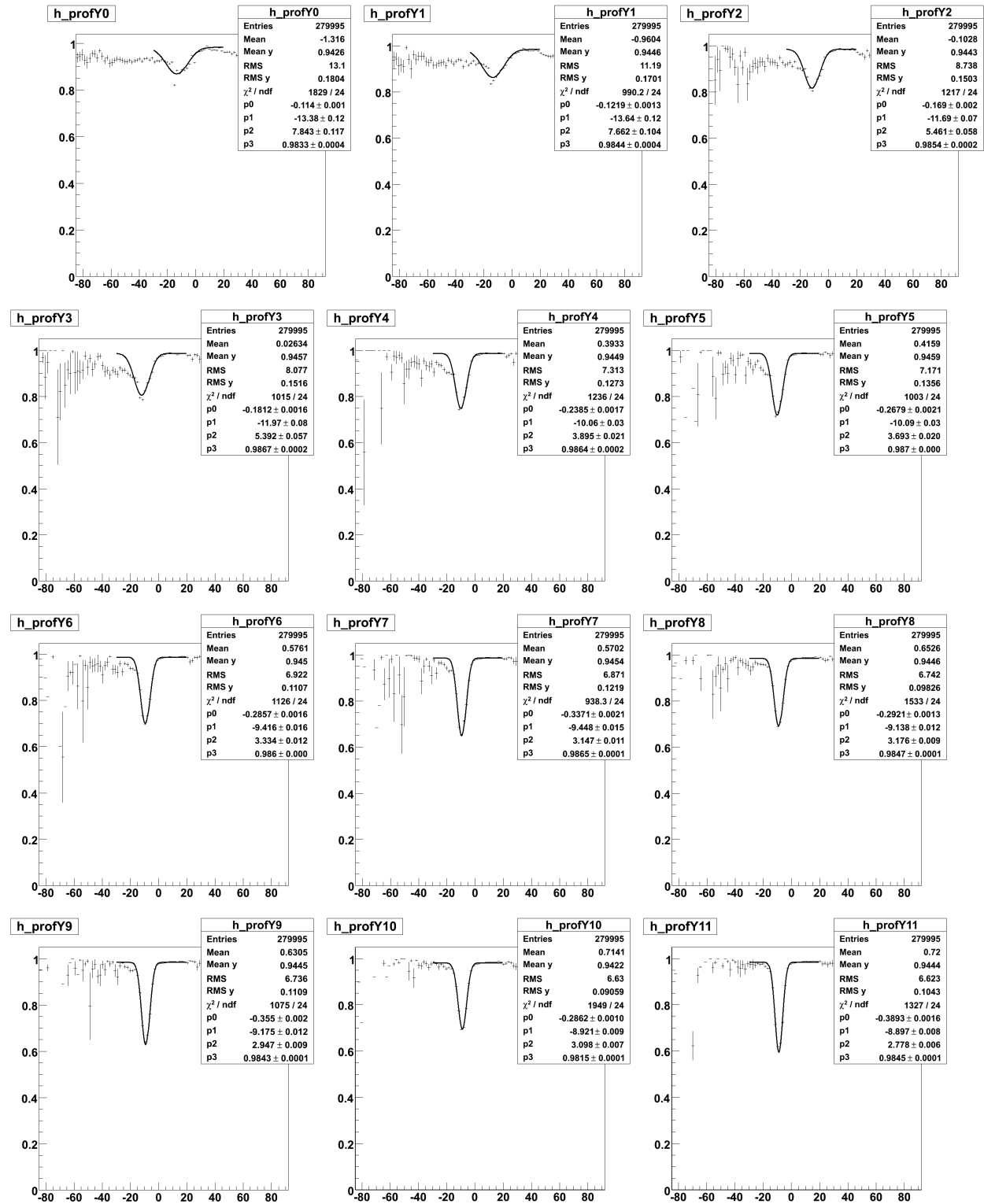
ANNEXE C. EXEMPLES D'AJUSTEMENTS DE FONCTION DE CORRECTION



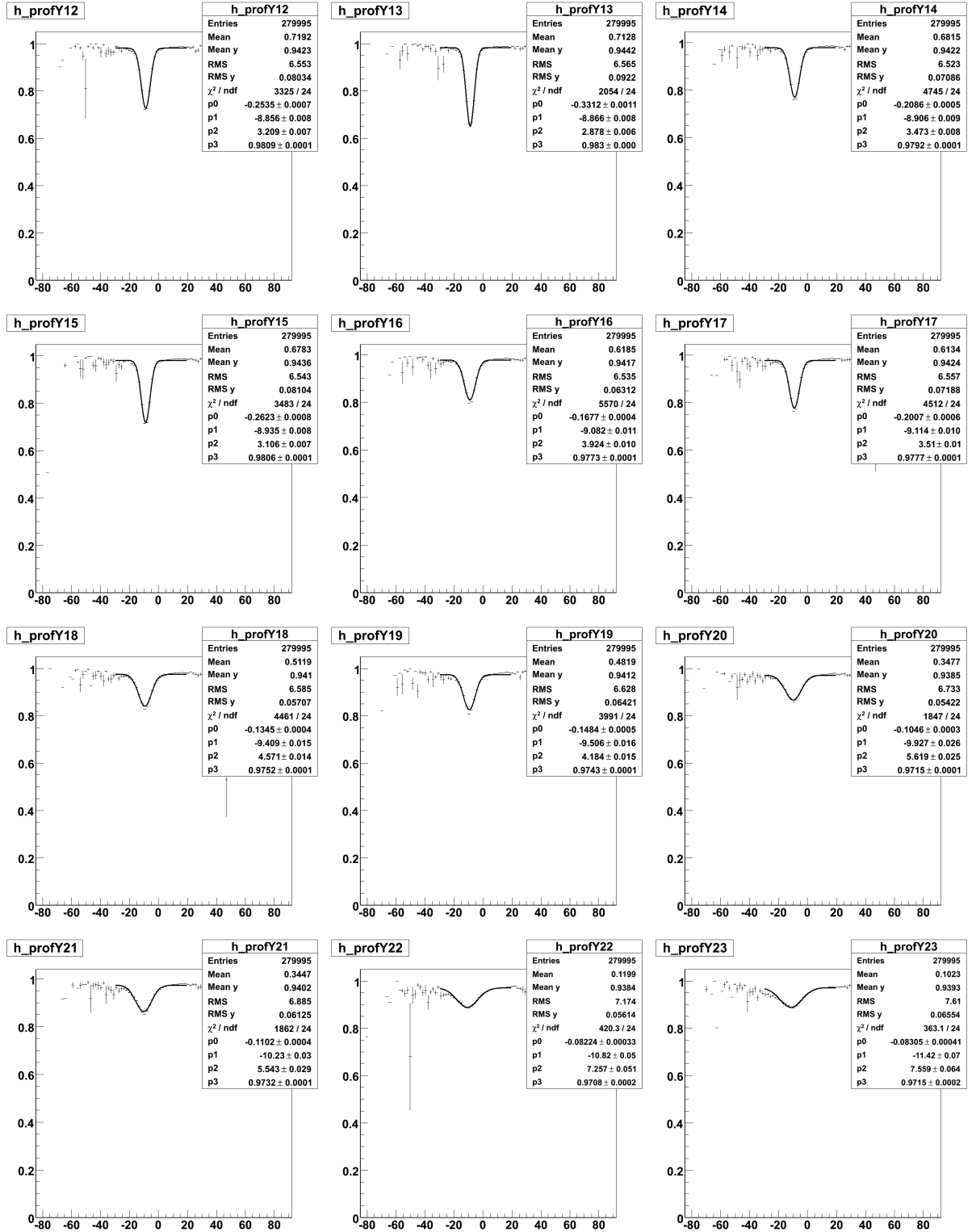
ANNEXE C. EXEMPLES D'AJUSTEMENTS DE FONCTION DE CORRECTION



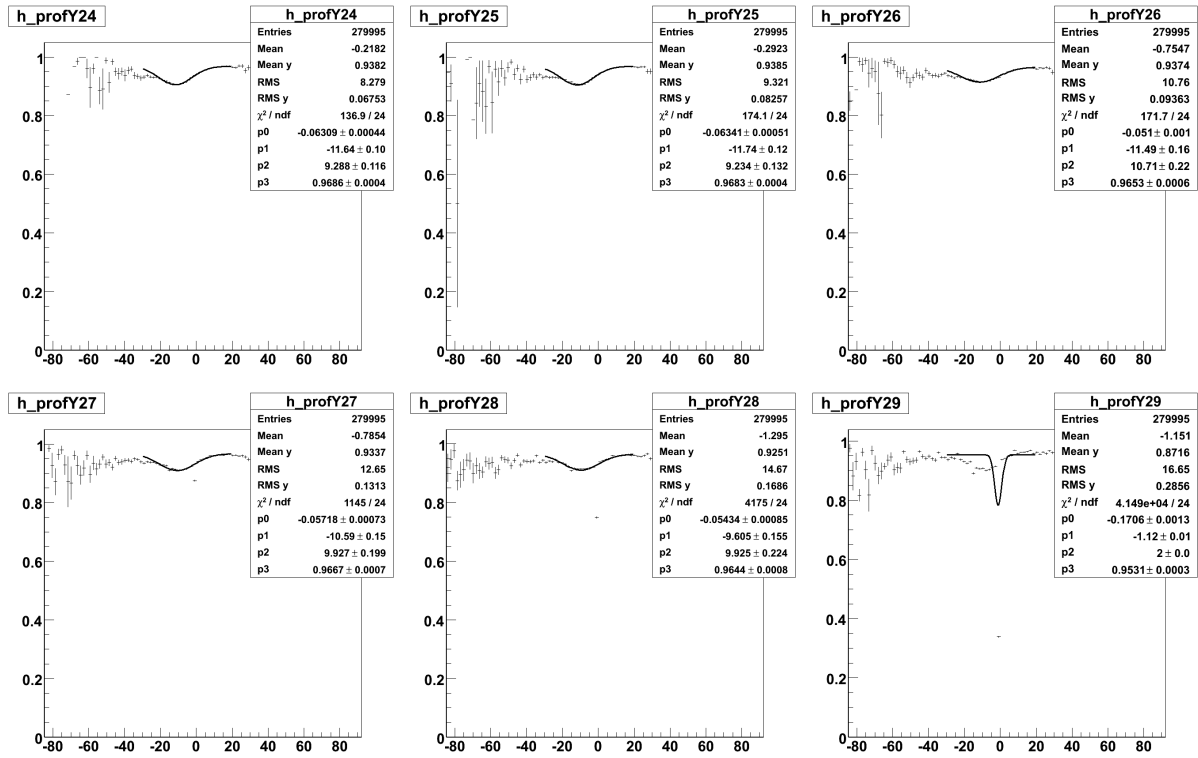
2 Axe Y



ANNEXE C. EXEMPLES D'AJUSTEMENTS DE FONCTION DE CORRECTION



ANNEXE C. EXEMPLES D'AJUSTEMENTS DE FONCTION DE CORRECTION



Bibliographie

- [1] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
A. Salam, Elementary particle theory, édité par N. Svastholm (Almqvist et Wiksell, Stockholm, 1968).
S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.
- [2] G. t'Hooft, Nucl. Phys. B33 (1971) 173.
- [3] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 19 (1964) 508.
- [4] The LEP collaborations and the LEP electroweak working group, hep-ex/0612034.
- [5] The CDF Collaboration, the D0 Collaboration, the Tevatron New Physics, Higgs Working Group; arXiv :0911.3930 [hep-ex], 19 novembre 2009.
- [6] YU. A. Gol'fand et E.P. Likhtman, JETP Lett. 13 (1971) 323.
D.V. Volkov et V.P. Akulov, Phys. Lett. B46 (1973) 109.
J. Wess et B. Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974) 109.
- [7] P. Taxil, GIF 90, 3-7 septembre 1990, p.101.
- [8] Th. Kaluza, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin. (Math. Phys.) 966-972 (1921).
O. Klein, Z. Phys. 37 895-906 (1926).
E. Witten, Nucl. Phys. B186, 412 (1981).
- [9] R. Brandenberger and C. Vafa, Nucl. Phys. B316 391 (1989).
- [10] G.W. Wilson, LC-PHSM-2001-010.
- [11] ILC Reference Design Report (RDR), ILC Collaboration, ILC-REPORT-2007-001.
- [12] G. Alexander et al., Undulator-based production of polarized positrons, Nucl. Instr. and Meth. A610 (2009) 451.
- [13] The International Large Detector, Letter of Intent, by the ILD Concept Group, March 2009
[http ://www.ilcild.org/documents/ild-letter-of-intent/LOI.pdf/at_download/](http://www.ilcild.org/documents/ild-letter-of-intent/LOI.pdf/at_download/file)
file
- [14] J.C. Brient, Improving the jet reconstruction with the particle flow method : An introduction. Mar 2004. 7pp. 11th International Conference on Calorimetry

- in High-Energy, Perugia 28 Mar - 2 Apr 2004. Published in *Perugia 2004, Calorimetry in particle physics* 445-451
- [15] M.A. Thomson, Particle Flow Calorimetry at the ILC, *Pramana* 69 (2007) 1101, arXiv :physics/0607261 [physics.ins-det].
- [16] M. Dahoumane et al., *Journal of Instrumentation* 3 (2008) p03002.
J. Bouvier et al., *IEEE Transactions on Nuclear Science* 54 (2007) 1195-1200.
- [17] "Design and Electronics Commissioning of the Physics Prototype of a Si-W Electromagnetic Calorimeter for the International Linear Collider" J. Repond et al. ; 2008 JINST 3 P08001.
- [18] M. Anduze et D. Grondin, *Proceedings of The International Linear Collider Workshop, LCWS 2007 and ILC 2007, DESY-PROC-2008-03, volume 2, p. 611-624, ISSN 1435-8077, ISBN 978-3-935702-27-0.*
- [19] F. Rarbi et al., *Proceedings : IEEE : 2009 Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Orlando, Florida, USA, 25-31 octobre 2009, à paraître.*
F. Rarbi et al., *Proceedings : TWEPP09, Paris, 21-25 septembre 2009, CERN-2009-006 (16 November 2009) p. 533-538, ISSN 007-8328, ISBN 978-92-9083-335-2.*
F. Rarbi et al., *Proceedings (sur CD-ROM) : IEEE-NSS2008 conference, Dresden, Allemagne du 19 au 25 octobre 2008, p. 1506-1511, ISSN 1082-3654, ISBN 978-1-4244-2714-7.*
F. Rarbi et D. Dzahini, *Proceedings : 2008 IEEE International Conference on Integrated Circuit Design and Technology (ICICDT), Minatec à Grenoble, du 2 au 4 juin 2008, p. 135-138, ISBN 978-1-4244-1810-7.*
J. Bouvier et all., *EEE Conference Proceedings : Nuclear Science Symposium Conference Record, 2007. NSS '07, Volume 4, Oct. 26 2007-Nov. 3 2007 Pages : 2489 - 2493.*
- [20] L. Gallin-Martel et al., *Proceedings : TWEPP09, Paris, 21-25 septembre 2009, CERN-2009-006 (16 November 2009) p. 127-131, ISSN 007-8328, ISBN 978-92-9083-335-2.*
- [21] C. Adloff et al., *Proceedings : 1st International Conference on Micro Pattern Gaseous Detectors (12-15 June 2009), Kolympari, Crete, Greece, 2009 JINST 4 P11009.*
- [22] D. S. Bailey [CALICE Collaboration], *Calorimetry for ILC experiments : CALICE Collaboration R&D, arXiv :0810.3408 [physics.ins-det]*
- [23] The CALICE Collaboration, *CALICE analysis note, CAN-001, 3 juillet 2007.*
- [24] M. Krim, D. Benchekroun, J.Y. Hostachy et L. Morin, *Note LC-DET-2007-004.*
- [25] J. Spanggaard, *Delay wire chambers, a users guide, SL-Note-98-023-BI.- Geneva : CERN, 1998.*
- [26] T.C ; Awes et al., *Nucl. Instr. and Meth. A311 (1992) 130.*
M.G. Bekishev and V.N. Ivanchenko, *Nucl. Instr. and Meth. A361 (1995) 138.*

- [27] K. Krastev, Communication : Si-W ECAL position resolution, Analysis and Software phone meetings, le 26 octobre 2009,
<http://ilcagenda.linearcollider.org/getFile.py/access?contribId=1&resId=0&materialId=slides&confId=3440>
- [28] W. Lohmann et al., Prospects to Measure the Higgs Boson Mass and Cross Section in $ee \rightarrow ZH$ Using the Recoil Mass Spectrum, arXiv :0710.2602 [hep-ex], 13 Oct. 2007.
- [29] W. Kilian, T. Ohl, J. Reuter, WHIZARD : Simulating Multi-Particle Processes at LHC and ILC, arXiv :0708.4233 [hep-ph], 30 Aug. 2007.
- [30] "MOKKA Geant4 Application for Linear Collider detectors", see <http://polzope.in2p3.fr:8081/MOKKA>
- [31] C. Amsler et al. (Particle Data Group), Physics Letters B667, 1 (2008), 2009 partial update for the 2010 edition.
- [32] G. Moortgat-Pick et al., "The role of polarized positrons and electrons in revealing fundamental interactions at the Linear Collider" Phys. Rept. 460 (2008) 131-243, arXiv :hep-ph/0507011v1
- [33] W. Kilian et al., DESY 95-216, arXiv :hep-ph/9512355v1, 19 Dec. 1995.
W. Kilian et al., DESY 95-217, arXiv :hep-ph/9603409v1, 26 March 1996.
- [34] M. T. Dova P. Garcia-Abia et W. Lohmann, hep-ph/0302113.

Resumé

Dans le cadre du développement du détecteurs ILD devant équiper l'ILC (projet d'accélérateur linéaire e^+e^-) un prototype de calorimètre électromagnétique répondant aux critères du "Particle Flow Algorithm" a été réalisé puis testé en faisceau au CERN (Suisse) et à FNAL (USA).

La granularité du prototype a été utilisée afin d'identifier les particules incidentes à partir de la forme de leur gerbe. La résolution en énergie a été mesurée pour des électrons : $\Delta E/E(\%) = (17,96 \pm 0,7)/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0,8 \pm 0,06)$ puis comparée aux prédictions des simulations Monte-Carlo. Nous avons ensuite cherché différentes méthodes pour compenser les non-uniformités du détecteur dues aux zones non instrumentées : anneaux de gardes protégeant les matrices de diodes de détection. Nous avons d'abord étudié des méthodes de cartographie globales ou couche par couche de l'efficacité du détecteur, puis des méthodes locales. Certaines de ces méthodes seront facilement adaptables au futur calorimètre électromagnétique de l'ILD. Nous avons aussi mesuré la résolution en position : $\Delta X(\text{mm}) = (3,32 \pm 0,06)/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (9,0 \pm 0,07)/E(\text{GeV}) \oplus (0,9 \pm 0,01)$.

Enfin, à partir de simulations Monte-Carlo de l'ensemble du détecteur ILD, nous avons entrepris de mesurer la masse du boson de Higgs dans le canal $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^- + X$. Avec une luminosité intégrée de 250 fb^{-1} , le boson de Higgs est susceptible d'être clairement mis en évidence. L'incertitude sur la mesure de sa masse sera comprise entre 100 et 125 MeV selon l'état de polarisation du faisceau.

Mots-clés

Instrumentation, collisionneur, ILC, calorimétrie électromagnétique, physique des hautes énergies, boson de Higgs.

Abstract

The International Linear Collider (ILC) is an e^+e^- linear collider that operates at a centre-of-mass energy between 90 GeV and 1 TeV. One of the detector concepts for the ILC is the International Large Detector (ILD) concept. It is optimised for the Particle Flow Approach.

A reference option for the electromagnetic calorimeter is a high granularity sampling calorimeter with tungsten as radiator and silicon diodes as sensitive material. A limited in size but full depth "physics prototype" has been already constructed and tested in test beam areas at CERN and FNAL.

In this work, the relative energy resolution of the calorimeter as a function of the beam energy, E , was measured. It was parametrized as a quadratic sum of a stochastic and a constant term. The result of a fit to data, $\Delta E/E(\%) = (17,96 \pm 0,7)/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0,8 \pm 0,06)$, was compared to Monte Carlo predictions. Various methods were applied to compensate for the non-instrumented areas. The measured value of the position resolution of the prototype, $\Delta X(\text{mm}) = (3,32 \pm 0,06)/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (9,0 \pm 0,07)/E(\text{GeV}) \oplus (0,9 \pm 0,01)$, is well within the ILC Reference Design Report requirements.

In the thesis, the mass decline for the decay channel, $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^- + X$, as measured by the ILD detector was studied. For an integrated luminosity of 250 fb^{-1} , the accuracy of the reconstruction and the good knowledge of the initial state allow for the measurement of the Higgs boson mass with a precision better than 130 MeV.

Keywords

Instrumentation, ILC project, ILD detector, electromagnetic calorimetry, high energy physics, Higgs boson.